

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física Teórica I



TESIS DOCTORAL

**Estudio del proceso E^+E^- Tau+Tau- gamma en el
detector DELPHI del acelerador LEP**

TESIS DOCTORAL

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Juan Abel Barrio Uña

Director:

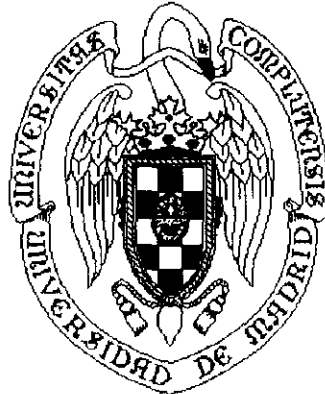
Alfonso López Fernández

Madrid, 2001

ISBN: 978-84-669-0384-4

© Juan Abel Barrio Uña, 1996

Universidad Complutense de Madrid
Marzo 1996



Estudio del proceso
 $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$
en el detector DELPHI
del acelerador LEP

Memoria presentada por D. Juan Abel Barrio Uña
para optar al grado de Doctor en Ciencias Físicas.
Dirigida por D. Alfonso López Fernández

Abstract

This report describes a study of events consisting of a $\tau^+\tau^-$ pair plus a well isolated energetic photon, reconstructed at the DELPHI detector at LEP. Our aim is to look for deviations with respect to first-order QED corrections. The data analyzed comprise the full statistics recorded by DELPHI during 1992 and 1993, corresponding to approximately 1.5 million hadronic Z^0 decays.

In a first analysis, we study the contribution to this process due to the dipole moments of the τ lepton, based on the energy spectrum of the isolated photon. The main requirements are a reasonable efficiency and a precise energy reconstruction in the high energy range. This last requirement was achieved by cross-checking the electromagnetic calorimeter response with the kinematical reconstruction of $\mu^+\mu^-\gamma$ events.

Following a good agreement between data and the expectation from the SM for all the photon energy spectrum, we have derived **direct** upper limits on the anomalous magnetic (in Bohr magneton units) and electric dipole moments of the τ lepton, which read:

$$\begin{aligned} a_\tau &< 0.077 \text{ (95\% C.L.)} \\ d_\tau &< 4 \times 10^{-16} \text{ e cm (95\% C.L.)} \end{aligned}$$

In a second analysis, we perform a search for the process $Z^0 \rightarrow H\gamma$ through the channel $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, where H could be a general scalar, similar to the Higgs boson expected in the SM. The analysis is based on the study of the $\tau^+\tau^-$ pair mass spectrum. It relies on two main features: on one hand, it strongly enhances the *signal / background* ratio by applying a variable isolation angle cut, depending on $M_{\tau^+\tau^-}$. On the other hand, a kinematical reconstruction of the $\tau^+\tau^-\gamma$ event is performed, achieving a good mass resolution for all the mass range.

A good agreement is found between data and the SM expectation for all the mass range, with no evidence of a peaking structure. Therefore, an upper limit can be extracted for the process $Z^0 \rightarrow H\gamma$ for the mass range $5 \text{ GeV} - 70 \text{ GeV}$, assuming a 100% branching ratio of the H boson decaying into a $\tau^+\tau^-$ pair. This limit is in the range:

$$BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) \times BR(H \rightarrow \tau^+\tau^-) < 2 \times 10^{-5} - 1 \times 10^{-5} \text{ (95\% C.L.)}$$

In a next step, we combine this limit with a similar one coming from an analysis of $b\bar{b}\gamma$ events, in order to cover the same Higgs boson mass range as above in a more effective way. Assuming SM Higgs boson decays, this new limit is in the range:

$$BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) < 3 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-6} \text{ (95\% C.L.)}$$

Prólogo

El objetivo físico de LEP tiene dos vertientes: por un lado, la obtención de medidas precisas de los parámetros del Modelo Estandar, verificándolo al nivel de sus correcciones radiativas. Por otro, la búsqueda directa de nuevas partículas no predichas por el modelo, cuya evidencia abriría la puerta inmediata a una extensión del mismo. En este sentido, el primer punto es también relevante: pequeñas desviaciones respecto al modelo podrían llevar de nuevo a la evidencia, si bien indirecta, de *nueva física*.

En este trabajo hemos abarcado ambas vertientes mediante el estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ en el detector DELPHI. Inicialmente, nuestro objetivo fue el estudio de los momentos dipolares del leptón τ . En particular, la medida del momento magnético anómalo, que de observarse desviaciones respecto a la predicción del Modelo Estandar (basadas en QED), podría conducir a la evidencia de una estructura interna en el leptón τ . Esta idea es atrayente para explicar la sorprendente diferencia en masa (tres órdenes de magnitud) entre éste y su hermano más ligero, el electrón. En general, se podría explicar la proliferación de partículas “elementales” y su estructura en familias.

Para llevar a cabo esta medida, es necesario estudiar de manera precisa el espectro de energía del fotón, cuya existencia se explica en términos del Modelo Estandar como una corrección radiativa de QED. El estudio de este observable me ha llevado a profundizar en el funcionamiento de los calorímetros electromagnéticos de DELPHI, así como en la cinemática de las desintegraciones a tres cuerpos. En este último sentido, hemos aplicado la regla *mágica* del triángulo para verificar la energía electromagnética del fotón en los sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$, de cinemática análoga al proceso bajo estudio.

La extracción final de los momentos dipolares del leptón τ se consigue comparando el espectro de energía del fotón en la muestra de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$ seleccionados (*datos*) con la predicción del Modelo Estandar (*Monte Carlo*). La huella de estructura en el leptón τ aparecería como un exceso de los *datos* sobre el *Monte Carlo* a altas energías.

Más adelante, nos surgió la posibilidad de colaborar, a partir de la misma muestra, en la búsqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$, complementando el canal $b\bar{b}\gamma$, especialmente por debajo de su umbral de producción por un hipotético bosón de Higgs. Esta búsqueda no se refiere al bosón H predicho por el Modelo Estandar, actualmente prohibido por LEP para masas inferiores a 65 GeV , sino a un *Higgs anómalo*, predicho en ciertas extensiones del mencionado modelo.

Esto me permitió la posibilidad rascar un poco en los problemas asociados al mecanismo de ruptura espontánea de simetría en el Modelo Estandar, que parece no gustar a nadie.

La búsqueda de este proceso se basa en el estudio del espectro de masa invariante del par $\tau^+\tau^-$, en el que el bosón H aparecería como un *pico* en dicho espectro, el cual, por otra parte, está íntimamente ligado, por consideraciones cinemáticas, al espectro de energía del fotón. Desde el punto de vista experimental, este análisis me ha llevado a entender un poco mejor el sistema de detección de trazas de DELPHI. De nuevo hemos aplicado aquí la regla del triángulo, este vez a los sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$, con el objeto de mejorar la resolución en masa. En este trabajo he pasado, impregnado por la filosofía del grupo de búsquedas de DELPHI, de comparar *datos* y *Monte Carlo* a buscar *picos*, lo cual es, desde luego, mucho más divertido.

Por último, la asunción de las fracciones de desintegración del Modelo Estandar para nuestro *Higgs* anómalo nos ha llevado, quién me lo iba a decir, a profundizar en las correcciones de QCD a dicha desintegración en pares $q\bar{q}$. Estas correcciones suponen una importante reducción en la anchura del *Higgs*, que a la postre se traduce en una modificación de su fracción de desintegración al par $\tau^+\tau^-$.

Esta memoria está estructurada en cinco capítulos. En el primero, se hace una introducción al Modelo Estandar, concentrándonos en los aspectos que más atañen a los análisis realizados. Asimismo, se incluye una breve descripción de algunas extensiones a dicho modelo que podrían aparecer en el proceso bajo estudio.

El capítulo 2 describe brevemente el acelerador LEP y de manera más detallada el detector DELPHI. Respecto a este último, hemos explicado con mayor profundidad los calorímetros electromagnéticos, claves en nuestro análisis.

En el capítulo 3 hemos tratado la selección de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$, común para ambos análisis. En ella hemos descrito además la identificación de fotones, así como la verificación precisa de sus energías a partir de la reconstrucción cinemática de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$.

El capítulo 4 se refiere al análisis del proceso $\tau^+\tau^-\gamma$ en el que el fotón se origina por los momentos dipolares del leptón τ . En él hemos estudiado la eficiencia de nuestra selección para este proceso, las contaminaciones que aparecen, así como la extracción final de límites sobre dichos momentos dipolares.

El capítulo 5 describe la búsqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$, haciéndose énfasis en el canal $\tau^+\tau^-$. Hacemos también un resumen del análisis en los canales hadrónicos. De la combinación de ambos canales extraemos un límite a la producción de este proceso en un amplio rango de masas del bosón H .

Finalmente, se presentan las conclusiones, en las que resumimos brevemente los puntos esenciales de ambos análisis y los resultados obtenidos.

Indice General

1	Introducción Teórica	1
1.1	El Modelo Estandar	1
1.1.1	Interacción electrodébil	3
1.1.2	Ruptura espontánea de simetría	5
1.1.3	El bosón de Higgs en el Modelo Estandar	6
1.1.3.1	Mecanismos de producción del bosón H	6
1.1.3.2	Mecanismos de desintegración del bosón H	8
1.2	El proceso $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$ en el Modelo Estandar	10
1.2.1	Correcciones QED	11
1.2.1.1	Correcciones a primer orden	11
1.2.1.2	Exponenciación de fotones blandos	14
1.2.1.3	Correcciones a segundo orden	15
1.2.2	Generadores de sucesos $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$	16
1.2.3	Vértice $\gamma - l - l$	17
1.3	Física del leptón τ	20
1.3.1	Masa y vida media del leptón τ	20
1.3.2	Momentos dipolares del leptón τ	21
1.3.3	Producción del leptón τ	21
1.3.4	Desintegración del leptón τ	22
1.4	Extensiones del Modelo Estandar	22
1.4.1	Modelos de <i>compositeness</i>	23
1.4.1.1	<i>Compositeness</i> en el sector fermiónico	23
1.4.1.2	<i>Compositeness</i> en el sector bosónico	24
1.4.2	Momentos dipolares del leptón τ en las extensiones del SM	25
1.4.2.1	Momento magnético anómalo del leptón τ	25
1.4.2.2	Momento dipolar eléctrico del leptón τ	26
1.4.3	Vértice $Z^0 - H - \gamma$ en las extensiones del SM	26
2	Dispositivo experimental	29
2.1	El acelerador LEP	29
2.1.1	Sistema de inyección y aceleración	30
2.1.2	Sistema de imanes	31
2.1.3	Luminosidad	32
2.1.4	Objetivos físicos	34
2.2	El detector DELPHI	35

2.2.1	Solenoides	39
2.2.2	Cámaras de trazas	39
2.2.2.1	Detector de Microvertices (VD)	39
2.2.2.2	Detector Interior (ID)	40
2.2.2.3	Cámara de Proyección Temporal (TPC)	40
2.2.2.4	Detector Exterior (OD)	42
2.2.2.5	Cámaras Delanteras A (FCA)	42
2.2.2.6	Cámaras Delanteras B (FCB)	43
2.2.2.7	Funcionamiento del sistema de reconstrucción de trazas	43
2.2.3	Calorímetros	44
2.2.3.1	Calorímetro electromagnético del barril (HPC)	44
2.2.3.2	Calorímetro Electromagnético Delantero (FEMC)	46
2.2.3.3	Calorímetro Hadrónico (HAC)	47
2.2.4	Cámaras de Muones	47
2.2.4.1	Cámaras de Muones del Barril (MUB)	47
2.2.4.2	Cámaras de Muones Delanteras (MUF)	48
2.2.5	Contadores Čerenkov	48
2.2.5.1	Detector RICH del Barril (BRICH)	48
2.2.5.2	Detector RICH Delantero (FRICH)	49
2.2.6	Monitores de Luminosidad	50
2.2.6.1	Detector a Bajo Angulo (SAT)	50
2.2.6.2	Detector a Muy Bajo Angulo (VSAT)	50
2.2.7	Centelleadores	50
2.2.7.1	Detector de Tiempo de Vuelo (TOF)	51
2.2.7.2	Hodoscopio Delantero (HOF)	51
2.3	Sistema de Toma de Datos	51
2.3.1	Sistema de decisión (<i>trigger</i>)	52
2.3.1.1	Esquema de operación del <i>trigger</i>	52
2.3.1.2	Sistema Supervisor del <i>Trigger</i> (TS)	53
2.3.1.3	Componentes de T1 y T2	54
2.3.2	Sistema de Lectura (DAS)	55
2.4	Reconstrucción de sucesos	57
2.5	Simulación de sucesos	60
2.5.1	Simulación del detector	60
3	Selección de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$	63
3.1	Características de los sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$	64
3.1.1	Producción y desintegración de leptones τ	64
3.1.2	Producción de dos leptones y un fotón	65
3.2	Características de los sucesos de ruido de fondo	66
3.2.1	$q\bar{q}\gamma$	66
3.2.2	$e^+e^-\gamma$	66
3.2.3	$\mu^+\mu^-\gamma$	69
3.2.4	Colisión $\gamma\gamma$	70

3.2.5	$\tau\tau\gamma^{isr}$	71
3.2.6	$\tau\tau\gamma^{\pi^0}$	71
3.3	Caracterización de fotones	73
3.3.1	Detección de fotones en los calorímetros electromagnéticos	73
3.3.2	Identificación de fotones	75
3.4	Selección de la muestra	77
3.4.1	Variables cinemáticas	77
3.4.2	Criterios de selección del proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$	81
3.4.2.1	Selección de sucesos leptónicos	81
3.4.2.2	Selección de sucesos leptónicos con un fotón aislado	83
3.4.2.3	Selección de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$	84
3.5	Recalibración de calorímetros electromagnéticos	87
3.5.1	Selección de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$	88
3.5.2	Reconstrucción cinemática	90
3.5.3	Recalibración de calorímetros electromagnéticos	91
3.5.3.1	Estudio del HPC	91
3.5.3.2	Estudio del FEMC	94
4	Búsqueda del proceso $\tau^+\tau^-\gamma$ anómalo	97
4.1	Características de la señal y de las contaminaciones	98
4.2	Estimación de la eficiencia de reconstrucción y selección	98
4.3	Estimación de la contaminación	101
4.4	Límite para el proceso $\tau\tau\gamma^A$	102
5	Busqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$	107
5.1	Características de la señal y de las contaminaciones	108
5.1.1	Simulación de la señal	108
5.1.2	Características cinemáticas	108
5.1.3	Contaminación a masas bajas del bosón H	109
5.2	Selección de candidatos	110
5.2.1	Aislamiento estricto	111
5.2.2	Selección a masas bajas	112
5.3	Reconstrucción cinemática del suceso	114
5.3.1	Método de reconstrucción	114
5.3.2	Cortes de calidad	115
5.4	Resolución en masa	116
5.4.1	Cálculo de la resolución	117
5.4.2	Combinación de masas	118
5.5	Estimación de la eficiencia	119
5.6	Estimación de la contaminación	120
5.7	Límite experimental para el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$	121
5.8	Busqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ a través del canal $H \rightarrow q\bar{q}$	124
5.8.1	Selección de la muestra $q\bar{q}\gamma$	124
5.8.1.1	Selección hadrónica	124

5.8.1.2	Identificación de un fotón aislado	124
5.8.1.3	Identificación del quark b	125
5.8.2	Reconstrucción cinemática del suceso y resolución en masa	125
5.8.3	Estimación de la contaminación	126
5.8.4	Límite independiente del modelo	128
5.9	Límite sobre el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$	128
Conclusiones		131
Bibliografía		133

Capítulo 1

Introducción Teórica

Los bosones Z^0 y W^\pm , mediadores de la interacción débil, fueron producidos por primera vez en 1983 en el acelerador $Spp\bar{p}S$ del CERN, y detectados en los experimentos UA1 y UA2 [1]. De este modo fue comprobado el Modelo Estandar de las interacciones electrodébil.

La producción masiva del bosón Z^0 en LEP permite la verificación de dicho modelo con elevada precisión, en especial sus correcciones radiativas. La medida de discrepancias respecto a la teoría, aun a estos pequeños niveles, podría indicar la existencia de *nueva física*.

Para ello, haremos una breve descripción en este capítulo de Modelo Estandar, haciendo especial énfasis en sus correcciones radiativas. Asimismo, repasaremos someramente algunas de las posibles extensiones del Modelo, cuya signatura experimental ha sido buscada en el presente trabajo.

1.1 El Modelo Estandar

Las interacciones que gobiernan todos los procesos conocidos de la materia ordinaria se pueden derivar a partir de cuatro fuerzas fundamentales: Fuerza nuclear fuerte, electromagnetismo, fuerza nuclear débil y gravitación. El Modelo Estandar (SM - *Standard Model*) proporciona una descripción conjunta de las tres primeras en términos de teorías de *gauge* local, mientras que para la gravitación aun no se ha encontrado un mecanismo de cuantización satisfactorio.

Las teorías de *gauge* local se definen como aquellas en las que su densidad lagrangiana (lagrangiano) es invariante bajo transformaciones de *gauge* (transformaciones de fase), independientemente en cada punto del espacio-tiempo, donde estas transformaciones forman un grupo de simetría. Tomando como ejemplo el electromagnetismo, la imposición de la invariancia bajo el grupo $U(1)_{EM}$ nos conduce a la introducción de un *campo de gauge*, sin masa, que compense los cambios de fase local. Este campo corresponde al fotón, mediador de la interacción electromagnética en el formalismo de QED (*Quantum Electrodynamics*).

Al intentar aplicar este esquema a la fuerza débil, la existencia de corrientes cargadas y neutras nos obliga a aumentar la dimensión del grupo, eligiendo $SU(2)_L$, que es no abeliano. El corto alcance de estas interacciones nos impone que los mediadores sean masivos. Sin embargo, los términos de masa hacen que el lagrangiano pierda su invariancia *gauge*, lo que nos asegura la renormalizabilidad (consistencia a altas energías) de la teoría [2]. Este problema se resuelve a partir del mecanismo de Higgs [3], el que se introduce un nuevo campo escalar, cuyo lagrangiano, cuidadosamente construido permite que los campos de *gauge* adquieren masa, denominándose este proceso ruptura espontánea de simetría. Por otro lado, introduciendo en el lagrangiano acoplos de tipo Yukawa entre este campo escalar y los fermiones podemos generar la masa de estos últimos de forma invariante *gauge*. Sin embargo, la introducción del mencionado campo escalar ocasiona la aparición de una nueva partícula en la teoría, el bosón de Higgs.

Con estos ingredientes, el paso final consiste en unificar el electromagnetismo y la interacción débil bajo un mismo grupo de simetría $SU(2)_L \times U(1)_Y$, dando lugar a la teoría electrodébil, construida por Glashow, Weinberg y Salam [4] (GWS).

En cuanto a la interacción fuerte, la imposición de invariancia bajo la simetría $SU(3)$ de color conduce a la QCD [5] (*Quantum Chromodynamics*). En ella, los quarks interactúan entre sí mediante el intercambio de gluones.

Por último, recordar que hemos introducido el SM como una teoría que engloba electromagnetismo, interacción débil e interacción fuerte. Esto es debido a que, para que $SU(2)_L \times U(1)_Y$ sea una teoría renormalizable al aplicarse conjuntamente a quarks y leptones, hemos de tener en cuenta todos los posibles colores de cada quark.

Resumiendo, el SM divide a las partículas en dos grupos: fermiones, que constituyen la materia ordinaria, y bosones, que median las interacciones entre los fermiones. A su vez, los fermiones se dividen en:

- Leptones: $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu$ y ν_τ y sus correspondientes antipartículas. Sólo sufren la interacción electrodébil.
- Quarks: u, d, s, c, b y t y sus correspondientes antipartículas. Sufren tanto la interacción electrodébil como la interacción fuerte.

Los bosones se dividen también, esta vez según su spin:

- Vectores: W^+, W^-, Z^0 y γ , 8 gluones. Constituyen los mediadores de la interacción electrodébil y fuerte respectivamente.
- Escalares: Bosón de Higgs

De las partículas mencionadas anteriormente, solo el bosón de Higgs resta por confirmar. El quark t ha sido recientemente descubierto en Fermilab [6], mientras que del ν_τ existe una fuerte evidencia indirecta.

1.1.1 Interacción electrodébil

Tras el éxito de la descripción de QED como una teoría de *gauge*, se intentó dotar a la interacción débil de la misma estructura. A principios de los 60, sólo se conocían corrientes débiles cargadas (responsables de la desintegración del leptón τ), que se acoplan a la componente levógira (*left*) de los fermiones, de la forma:

$$-i \frac{g}{\sqrt{2}} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \quad (1.1)$$

Agrupando el neutrino y el electrón¹ en un doblete de $SU(2)_L$ (χ_L), al que asignamos el número cuántico del *isospín débil* (T), podemos describir las corrientes cargadas como composición de los generadores de $SU(2)_L$:

$$\chi_L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad (1.2)$$

$$J_\mu^\pm = J_\mu^1 \pm i J_\mu^2, \quad J_\mu^3 = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \frac{1}{2} \tau_3 \chi_L \quad (1.3)$$

y τ_i son las matrices de spin de Pauli.

J_μ^3 podría obtenerse a partir de la corriente débil neutra (J_μ^{NC}), pero ésta última tiene una componente destrógira (*right*), por lo que no respetaría $SU(2)_L$. Por otro lado, la corriente electromagnética (J_μ^{em}) es neutra y posee tanto componente *left* como *right*. Por lo tanto, podemos construir J_μ^{NC} y J_μ^{em} a partir de una combinación ortogonal de otras dos corrientes con transformaciones definidas bajo $SU(2)_L$. Una sería J_μ^3 completando un triplete bajo dicho grupo. La otra, denominada J_μ^Y , es un singlete de isospín débil y se obtiene a partir de un nuevo número cuántico, la *hipercarga débil* (Y) que se define como:

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2} \quad (1.4)$$

Este nuevo número cuántico lleva asociado una nueva simetría $U(1)_Y$ (con un campo de *gauge* B_μ), por lo que podemos considerar a las interacciones débil y electromagnética unificadas bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$, si bien a cada uno de estos grupos le corresponde una constante de acoplo distinta, que llamaremos g y g' respectivamente.

Definiendo los campos de *gauge* del fotón y de la corriente neutra como:

$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W \quad (1.5)$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W \quad (1.6)$$

sus términos de interacción correspondientes se obtienen como

$$\begin{aligned} -ig J_\mu^3 (W^3)^\mu - i \frac{g'}{2} J_\mu^Y B^\mu &= -i(g \sin \theta_W J_\mu^3 + g' \cos \theta_W \frac{J_\mu^Y}{2}) A^\mu \\ &\quad - i(g \cos \theta_W J_\mu^3 + g' \sin \theta_W \frac{J_\mu^Y}{2}) Z^\mu \end{aligned} \quad (1.7)$$

¹ Para describir el modelo partiremos de los leptones de la primera familia

donde θ_W se denomina *ángulo de Weinberg*. Por último, para que el término entre paréntesis que acompaña a A_μ corresponda a la genuina corriente electromagnética, hemos de hacer la asignación:

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.8)$$

De esta manera, el acoplo $Z^0 f \bar{f}$, que origina la producción de leptones τ en LEP, tiene la forma:

$$-i \frac{g}{\cos \theta_W} \gamma^\mu \frac{1}{2} (c_V - c_A \gamma^5) \quad (1.9)$$

donde los acoplos c_V y c_A , predichos por el SM, tienen la forma:

$$c_V = T^3 - 2 \sin^2 \theta_W Q \quad (1.10)$$

$$c_A = T^3 \quad (1.11)$$

La inclusión de los quarks en el modelo de GWS nos lleva a agrupar las partes *left* de los quarks u y d como elementos de un doblete de $SU(2)_L$, mientras que las partes *right* se transforman como singletes bajo los elementos de este grupo. Sin embargo, la existencia de corrientes cargadas con cambio de sabor, obliga a que los estados que aparecen en estos dobletes se formen como combinación de los autoestados de masa. Esta combinación se parametriza en terminos de la transformación unitaria de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [7, 8]:

$$d'_i = \sum_{j=1}^3 U_{ij} d_j, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.12)$$

donde los subíndices 1, 2 y 3 se refieren respectivamente a los quarks d , s y b respectivamente. La existencia de tres familias de quarks obliga a que uno de los elementos U_{ij} contenga una fase compleja, lo que posibilita la violación por parte de la interacción electrodébil de la simetría conjunta CP .

Para finalizar, en la tabla 1.1, se puede encontrar los números cuánticos asociados a las simetrías de *gauge* del modelo de GWS, para las partículas elementales que constituyen la materia conocida.

partícula	Q	T_3	Y
$(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)_L$	0	1/2	-1
$(e, \mu, \tau)_L$	-1	-1/2	-1
$(e, \mu, \tau)_R$	-1	0	-2
$(u, c, t)_L$	2/3	1/2	1/3
$(d', s', b')_L$	-1/3	-1/2	-1/3
$(u, c, t)_R$	2/3	0	4/3
$(d', s', b')_R$	-1/3	0	-2/3

Tabla 1.1: Números cuánticos de isospín débil, hipercarga débil y carga eléctrica para los quarks y leptones.

1.1.2 Ruptura espontánea de simetría

Hasta ahora, no hemos considerados términos de masa para las partículas descritas por el modelo, tanto en lo que se refiere a los fermiones como a los bosones. Esto es debido a que la introducción explícita de dichos términos en el lagrangiano rompe su invariancia *gauge*. Sin embargo, esta situación es claramente irreal, excepto para el fotón. La solución a este dilema viene dada por el mecanismo de ruptura espontánea de simetría. Este mecanismo ha de operar de tal manera que dote de masa a los mediadores de la interacción débil (W^+, W^-, Z^0), mientras que mantenga sin masa el campo asociado al fotón. Para ello, la ruptura ha de dejar invariante el subgrupo de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ correspondiente a $U(1)_{EM}$, cuyo generador se obtiene a partir de (1.4). Esto se consigue, con la introducción de un campo escalar complejo, con $T = 1/2, Y = 1$, de manera que su lagrangiano asociado sea invariante bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Este lagrangiano tiene la forma:

$$\mathcal{L}_H = \left| \left(i\partial_\mu - ig\frac{\tau_i}{2}W_\mu^i - ig'\frac{B_\mu}{2} \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi) \quad (1.14)$$

con el potencial:

$$V(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.15)$$

$$\mu^2 < 0, \quad \lambda > 0 \quad (1.16)$$

se escoge de forma que los estados de mínima energía de Φ formen conjunto un degenerado con valor distinto de cero. Podemos entonces realizar la siguiente transformación de *gauge*:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

donde $v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}$ es el valor esperado del vacío para Φ y H es la nueva partícula introducida por el modelo, el bosón de Higgs. Esta elección de *gauge* (*gauge unitario*) es necesaria para eliminar del lagrangiano los bosones de Goldstone, así como para conservar la invariancia bajo $U(1)_{EM}$. Substituyendo (1.17) en (1.14), y haciendo uso de (1.6), se obtienen los términos de masa de los bosones W^+, W^-, Z^0 , así como la interacción entre éstos y el bosón de Higgs:

$$\frac{1}{8}g^2 \left(W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{1}{\cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right) (v^2 + 2vH + H^2) \quad (1.18)$$

mientras que no se genera ningún término de masa para el fotón. A partir de esta expresión se puede obtener $v = \sqrt{1/\sqrt{2}G_F} = 246 \text{ GeV}$, donde G_F

es la constante de Fermi. También a partir de (1.18) obtenemos una de las predicciones más importantes del SM:

$$\frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W \quad (1.19)$$

de la que se deduce que la diferencia de masas entre los bosones W^\pm y el bosón Z^0 es consecuencia de la componente de hipercarga que éste último posee.

El mismo mecanismo de ruptura espontánea de simetría nos permite obtener términos de masa para los fermiones de manera invariante bajo $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Para ello, introducimos en el lagrangiano acoplos de tipo Yukawa entre los fermiones y el campo Φ , de la forma:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_Y = & - \sum_{i,j=1}^3 \left[G_l^{ij} (\bar{\nu}_i, \bar{l}_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} l_{jR} \right. \\ & + G_d^{ij} (\bar{u}_i, \bar{d}'_i)_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_{jR} + G_u^{ij} (\bar{u}_i, \bar{d}'_i)_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_{jR} \Big] \\ & + \text{conjugado hermítico} \end{aligned} \quad (1.20)$$

Tras el cambio de *gauge* de (1.17) aparecen, junto a los términos de masa, acoplos entre los fermiones y el bosón de Higgs, que resultan ser proporcionales a las masas de los fermiones:

$$\mathcal{L}_Y = - \sum_{i=1}^3 \left[m_l^i \bar{l}_i l_i \left(1 + \frac{H}{v} \right) + m_d^i \bar{d}_i d_i \left(1 + \frac{H}{v} \right) + m_u^i \bar{u}_i u_i \left(1 + \frac{H}{v} \right) \right] \quad (1.21)$$

1.1.3 El bosón de Higgs en el Modelo Estandar

La existencia del bosón H representa una prueba crucial del mecanismo de ruptura espontánea de simetría en el modelo de GWS. Sus acoplos con los bosones vectoriales así como con los fermiones vienen especificados por la teoría, lo que permite tener predicciones sobre los mecanismos de producción y desintegración respectivamente. Sin embargo, el modelo ofrece muy escasa información sobre su masa, fijando su límite superior en torno a 1 TeV . En lo que sigue, haremos una breve descripción de los mecanismos de producción y desintegración del bosón H en LEP 100.

1.1.3.1 Mecanismos de producción del bosón H

El mecanismo de producción del bosón H más importante en LEP 100 consiste en el proceso de Bjorken, $Z^0 \rightarrow H f \bar{f}$, en el que un bosón Z^0 real emite un bosón H y el bosón Z^0 virtual remanente se desintegra en un par $f \bar{f}$. En la figura 1.1 se representa la anchura de este proceso para el canal $\mu^+ \mu^-$, en comparación con la correspondiente al proceso $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. La búsqueda de este proceso se lleva a cabo para los canales $f = \nu, e, \mu$. Aunque sólo

constituyen el 26% de todos los modos de desintegración posibles, dejan una señal muy clara en el detector. Como explicaremos en la siguiente sección, la desintegración del bosón H se espera básicamente en el canal $b\bar{b}$ a estas energías. Las búsquedas de este proceso llevadas a cabo por los cuatro experimentos de LEP han resultado negativas, para un bosón H con una masa por debajo de 65.2 GeV al 95% C.L. [9].

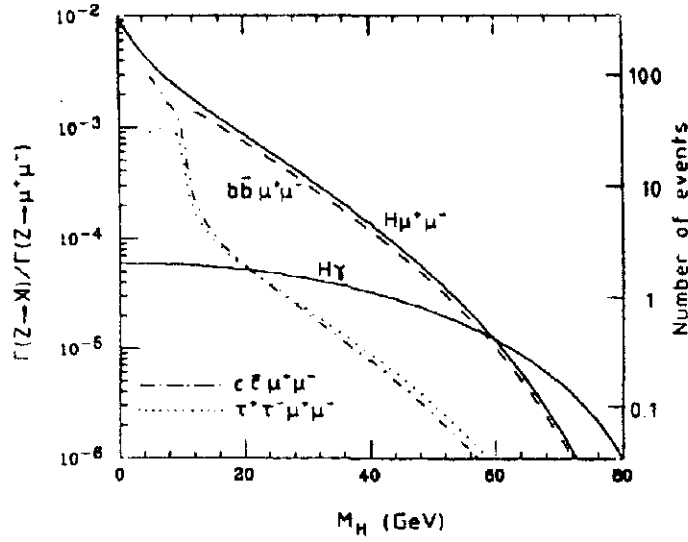


Figura 1.1: Fracciones de desintegración del bosón Z^0 para los canales $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$, $Z^0 \rightarrow H\gamma$, según la predicción del SM.

Otro de los mecanismos de producción viene dado por el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$. Sin embargo, al no existir en el lagrangiano términos de acoplamiento entre el bosón H y el fotón, este proceso sólo tiene lugar vía correcciones radiativas. En la figura 1.2 se observan los diagramas que contribuyen al proceso, siendo aquellos que incorporan al bosón W los dominantes.

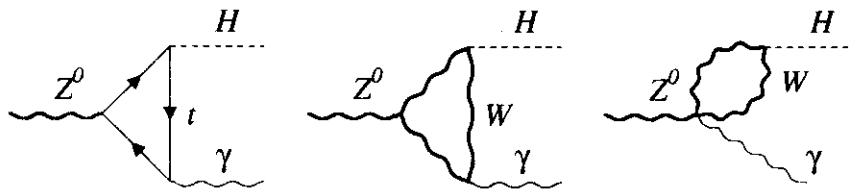


Figura 1.2: Diagramas de Feynman que contribuyen al proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ en el SM.

La anchura predicha por el SM es [10]:

$$\Gamma^{SM}(Z^0 \rightarrow H\gamma) = \frac{E_\gamma^3}{12\pi} \left(\frac{eg^2}{16\pi^2 M_W} \right)^2 A_{SM}^2 \quad (1.22)$$

donde $E_\gamma = (M_Z^2 - M_H^2)/(2M_Z)$ es la masa del fotón que *retrocede* frente al bosón H . A_{SM} , teniendo en cuenta solamente la contribución del bosón W , toma el valor:

$$A_{SM} = - \left(4.55 + 0.31 \left(\frac{M_H}{M_W} \right)^2 \right) \quad (1.23)$$

En la figura 1.1 se muestra la anchura de este proceso, en comparación con el proceso de Bjorken, mencionado anteriormente. Se observa que para masas superiores a 60 GeV la reacción $Z^0 \rightarrow H\gamma$ pasa a ser dominante. Sin embargo, en este rango de masas, el bajo número de sucesos esperado, así como la elevada contaminación procedente de sucesos radiativos $q\bar{q}\gamma$, hace muy difícil su búsqueda.

1.1.3.2 Mecanismos de desintegración del bosón H

En el rango de energías accesibles en LEP 100 los únicos procesos de desintegración relevantes son $H \rightarrow f\bar{f}$ y, en menor medida, $H \rightarrow gg$. En lo que sigue, expondremos las anchuras de desintegración en todo el rango del bosón H entre 5 y 80 GeV. Como ya hemos anticipado, los límites experimentales excluyen el bosón H por debajo de 65 GeV. Sin embargo, estos límites no se aplican a bosones de Higgs predichos por extensiones del SM, como los que estudiaremos más adelante.

$H \rightarrow f\bar{f}$: A partir de la expresión (1.21) se ve fácilmente que el bosón H se acopla más intensamente a los sabores pesados, esto es, el leptón τ y los quarks c y b . De manera explícita, la anchura de desintegración en la aproximación de Born es:

$$\Gamma^0(H \rightarrow f\bar{f}) = \frac{N_c G_F M_H m_f^2 \beta_f^3}{4\pi\sqrt{2}} \quad (1.24)$$

donde $N_c = 1$ (3) para leptones (quarks) es el número de colores y $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2/M_H^2}$ es la velocidad de f en el sistema propio del bosón H . Esto conduce a las siguientes fracciones de desintegración: $\text{BR}(H \rightarrow b\bar{b}) = 87\%$, $\text{BR}(H \rightarrow c\bar{c}) = 9\%$ y $\text{BR}(H \rightarrow \tau^+\tau^-) = 4\%$.

En el caso de $H \rightarrow q\bar{q}$, las correcciones radiativas de QCD son muy importantes [12], llegando a reducir la anchura en aproximación de Born en un 80 % para el quark c y en un 50% para el quark b . Cuando la masa polo, M_q , se usa como parámetro básico, estas correcciones contienen logaritmos de la forma $(\alpha_s/\pi)^n \ln^m(M_H^2/M_q^2)$, con $n \geq m$, los cuales podrían incluso hacer negativa

la anchura para $M_H \gg 2m_q$. Sin embargo, mediante la ecuación de grupo de renormalización, estos logaritmos pueden ser absorbidos en la masa *running* del quark $\bar{m}_q = m_q(\mu)$, renormalizada a la escala $\mu = M_H$ en el esquema $\overline{\text{MS}}$ (esquema *Minimal Subtraction* modificado). En este esquema, las correcciones de QCD, hasta el orden α_s^2 , tienen la forma (para $q \neq t$) [11, 12]:

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3G_F M_H \bar{m}_q^2}{4\pi\sqrt{2}} \left[\left(1 - 4\frac{\bar{m}_q^2}{M_H^2}\right)^{3/2} + \frac{\alpha_s}{\pi} \left(\frac{17}{3} - 40\frac{\bar{m}_q^2}{M_H^2}\right) + \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \left(K_1 + K_2 \frac{\bar{m}_q^2}{M_H^2} + 12 \sum_{i=u}^b \frac{\bar{m}_i^2}{M_H^2}\right) \right] \quad (1.25)$$

donde $K_1 \simeq 35.9 - 1.4N_F$, $K_2 \simeq -129.7 + 6.0N_F$, N_F es el número de sabores activos a la escala de $\mu = M_H$ y α_s y \bar{m}_q están evaluados también en $\mu = M_H$. En la figura 1.3 (a) se aprecian las anchuras para el leptón τ , y los quarks c y b , tanto en la aproximación de Born, como incluyendo las correcciones de QCD.

Esta expresión sólo es válida para $M_H \gg 2\bar{m}_q$. Por otro lado, en el umbral de producción del quark b , un tratamiento realista requiere la mezcla del bosón H con estados ligados $b\bar{b}$ [13]. Por lo tanto, para la región entre 9 y 11 GeV realizaremos un tratamiento independiente de las predicciones del SM.

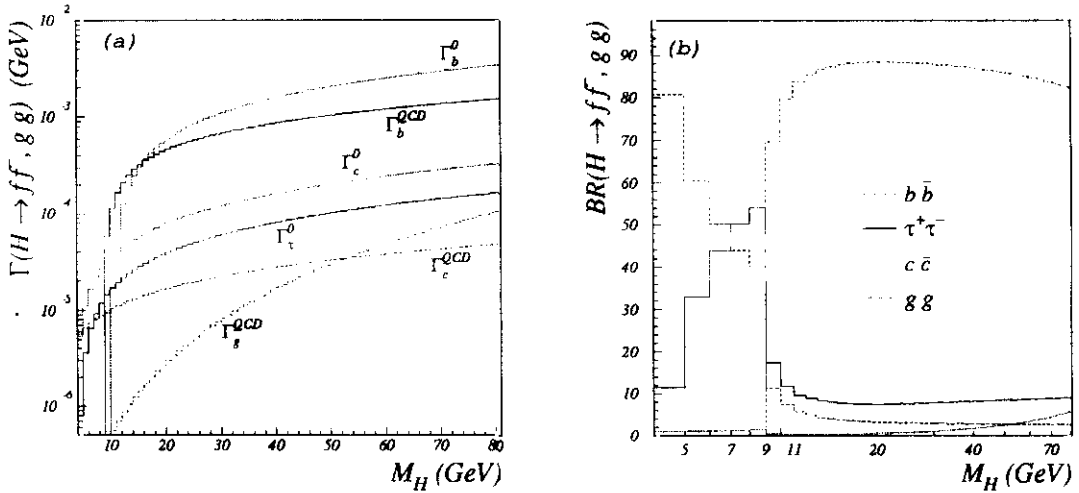


Figura 1.3: Mecanismos de desintegración dominantes del bosón H en LEP 100. (a) muestra las anchuras de desintegración comparando las correcciones de QCD con las obtenidas a nivel árbol. (b) muestra las fracciones de desintegración finales.

$H \rightarrow gg$: Este proceso sólo tiene una anchura apreciable a masas altas del bosón H (ver figura 1.3 (a)), ya que se produce a partir de ordenes superiores

en la teoría, que incluyen triángulos de quarks pesados. Su anchura tiene la forma [12]:

$$\Gamma(H \rightarrow gg(g), gg^* \rightarrow gqq) = \frac{\alpha_s^2 G_F M_H^3}{36\pi^3 \sqrt{2}} \left(1 + \frac{7}{60} \frac{M_H^2}{m_t^2} \right) \times \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \left(\frac{95}{4} - \frac{7}{6} N_F \right) \right) \quad (1.26)$$

donde m_t es la masa polo del quark t y, de nuevo, α_s ha de ser evaluada en $\mu = M_H$.

A partir de las anchuras (1.24) para el leptón τ , (1.25) para los quarks c y b y (1.26) para los gluones, se obtienen las fracciones de desintegración que aparecen en la figura 1.3 (b). Su principal novedad respecto a la aproximación de Born reside en la reducción de la fracción correspondiente al quark c en beneficio del leptón τ . Esto se debe a la espectacular disminución de la masa *running* del quark c respecto a la masa polo [14], en torno al 60% para $M_H = 70 \text{ GeV}$.

1.2 El proceso $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$ en el Modelo Estándar

El objetivo de este trabajo es el estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ a las energías de LEP 100. En el Modelo Estándar, este proceso se explica como una corrección radiativa QED de primer orden al proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. En general, las correcciones radiativas constituyen la esencia de una teoría cuántica, diferenciándolo de una teoría clásica. Su origen reside en el desarrollo perturbativo de la teoría, en la que el orden más bajo de ese desarrollo coincide con la aproximación clásica. Las predicciones efectuadas en este orden no concuerdan con los resultados experimentales, por lo que es necesario introducir más órdenes en el desarrollo perturbativo. Sin embargo, el cálculo de las amplitudes correspondientes a estos nuevos órdenes conduce a infinitos (divergencias *ultravioletas*) que hacen a la teoría perder su predictibilidad. Para evitar esos infinitos se recurre a la *renormalización* de la teoría, que consiste en aislar las contribuciones infinitas e incluirlas en una redefinición de los parámetros de la teoría, que, por hipótesis, se identificarán con los parámetros medidos experimentalmente.

Estas correcciones se pueden dividir en dos tipos, a saber: Virtuales, en las que el estado final es el mismo, y reales, en las que la inclusión estos órdenes superiores cambia el estado final, lo que implica una dependencia con los cortes experimentales. Por otro lado, en el modelo de GWS estas correcciones se pueden factorizar en dos grupos:

- Correcciones QED

Son aquéllas en las que los únicos bosones incluidos en los diagramas de orden superior son fotones. Como ya hemos adelantado, estas correcciones son la parte de la teoría más importante nuestro análisis y serán tratadas en más detalle en la siguiente sección.

• Correcciones débiles

Son exclusivamente correcciones virtuales e incluyen todos aquellos procesos en los que aparecen los bosones W^+ , W^- y Z^0 y el bosón H . Estas correcciones contienen dependencias, aunque muy suaves, en la masa del bosón H así como del quark *top*. Esto último permite hacer predicciones sobre su masa a partir de las medidas de precisión del resto de los parámetros del SM.

1.2.1 Correcciones QED

Como ya hemos adelantado, estas correcciones corresponden a procesos en los que al orden más bajo en teoría de perturbaciones se le añade la emisión de fotones reales o virtuales. Esta distinción pierde su sentido en el límite en el que la energía del fotón tiende a cero, siendo necesario un tratamiento conjunto de ambos procesos. Estas correcciones son de gran importancia en la resonancia del Z^0 , ya que reducen su sección eficaz en un 30%. Si bien no plantean dificultades conceptuales, su cálculo exacto resulta muy difícil, siendo necesario la aplicación de aproximaciones, como veremos más adelante.

En lo que sigue, estudiaremos las correcciones radiativas de QED al proceso $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ sin hacer distinciones en su sabor, ya que, si bien este trabajo estudia sucesos del tipo $\tau^+\tau^-\gamma$, los sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ y $e^+e^-\gamma$ constituyen las principales contaminaciones. Por otro lado, la diferencia de masas afecta muy poco a las correcciones.

Este proceso sólo tiene lugar en canal s para el muon y el leptón τ , mientras que para el electrón es necesario tener en cuenta además el canal t . La contribución del fotón en canal s para este proceso en la resonancia del Z^0 es despreciable frente a la de éste. Por lo tanto, en los procesos que trataremos a continuación sólo tendremos en cuenta el propagador del Z^0 . Nos centraremos en la descripción de las correcciones reales, ya que son las responsables de los procesos que involucran la producción de un fotón acompañando a los leptones finales. Sin embargo, haremos referencia a las correcciones virtuales ya que en muchos casos es necesario un tratamiento conjunto de ambas.

1.2.1.1 Correcciones a primer orden

Corresponden a los diagramas de Feynman de la figura 1.4. Su contribución a la sección eficaz se divide en radiación de estado inicial ISR (*Initial State Radiation*), radiación de estado final FSR (*Final State radiation*) y la interferencia entre ambos. En general, esta última contribución resulta despreciable

en las proximidades de la resonancia del Z^0 [15], por lo que no la tendremos en cuenta en lo que sigue.

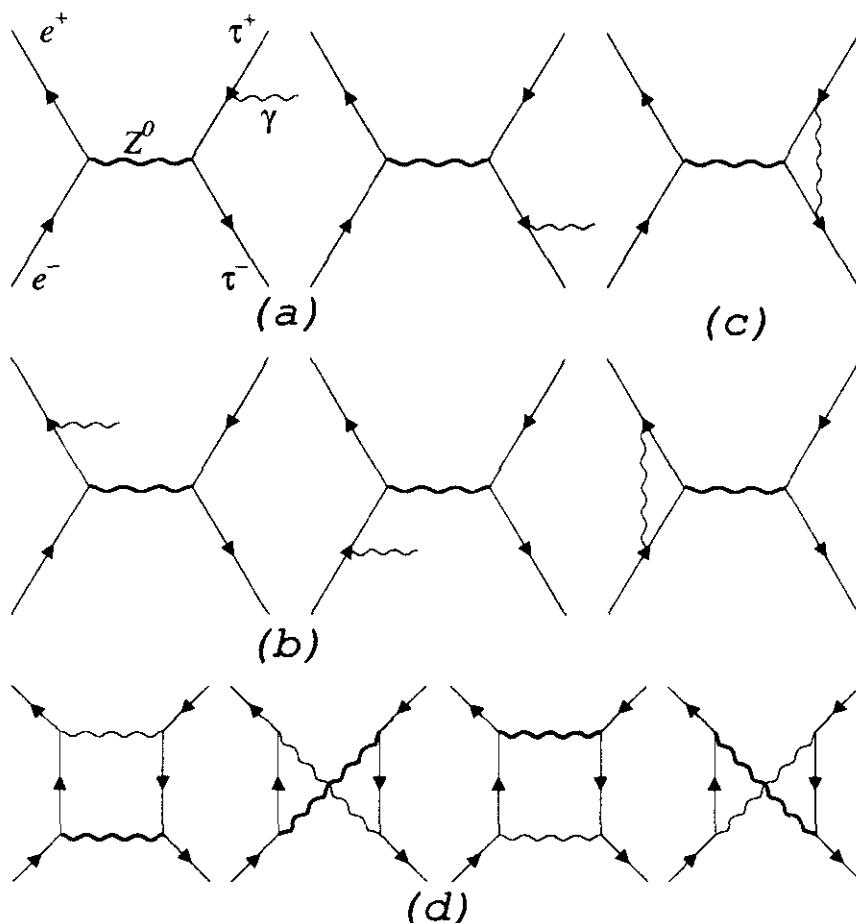


Figura 1.4: Correcciones de QED a primer orden, que se desglosan de la siguiente manera: (a) Radiación de Estado Final, (b) Radiación de Estado Inicial, (c) correcciones de vértice y (d) correcciones de caja.

La distinción entre ISR y FSR no es del todo rigurosa, ya que ningún experimento puede distinguir si un fotón dado ha sido emitido en el estado inicial o final. Sin embargo, se puede demostrar que es válida en buena aproximación. Por otro lado, estas correcciones factorizan [16, 17] respecto a la sección eficaz a orden más bajo:

$$\sigma_{exp} = (1 + \delta^1)\sigma_0 \quad (1.27)$$

lo que permite su estudio de manera más sencilla.

Como veremos más adelante, estas correcciones divergen en el límite $k \rightarrow 0$ (divergencias *infrarrojas*) donde k es la energía del fotón emitido normalizada a la energía del haz. Este artificio de la teoría fue resuelto por Bloch y Nordsieck en 1937 haciendo uso de una aproximación semiclásica [18]. Otra manera de

acercarnos a esta fenómeno se basa en el hecho de un fotón de muy baja energía no puede ser detectado por un experimento, lo que hace que la frontera entre fotones reales y virtuales sea un tanto difusa. Por lo tanto, podemos definir k_0 como el umbral por debajo del cual los fotones no son detectados. Esto permite separar el estudio de los fotón con energía superior a k_0 (fotones *hard*), de aquéllos que no superan ese umbral (fotones *soft*). La sección eficaz diferencial (1.31), que introduciremos más adelante, puede ser integrada para la parte *soft*, obteniéndose la corrección [17]:

$$\delta_R^1 = \frac{\alpha}{\pi} \left[2(L-1) \ln \frac{m_e}{m_\gamma} + \frac{L^2}{2} - 2(L-1) \ln \frac{1}{k_0} - \frac{\pi^2}{3} \right] + (e \leftrightarrow l) \quad (1.28)$$

Esta expresión requiere varias aclaraciones:

- m_γ representa una masa ficticia del fotón con el objeto de regularizar la expresión.
- $L = \ln \frac{s}{m_f^2}$ aparece en virtud de la integración de las variables angulares del fotón respecto al fermión que lo emite. Los productos $\alpha^n L^n$, llamados logaritmos dominantes, son los que gobiernan la magnitud de la corrección en cada orden de perturbación. Para la producción de leptones τ en LEP $L \simeq 8$.
- El término que contiene a k_0 puede tomar valores muy grandes y negativos si $k_0 \rightarrow 0$. Para resolver este problema, se recurre al mecanismo de la *exponenciación*, que se detallará más adelante.

Por otro lado, los diagramas con fotones virtuales de vértice (ver figura 1.4 (c)), contribuyen como:

$$\delta_V^1 = \frac{\alpha}{\pi} \left[-2(L-1) \ln \frac{m_e}{m_\gamma} - \frac{L^2}{2} + \frac{3}{2}L - 2 + \frac{2\pi^2}{3} \right] + (e \leftrightarrow l) \quad (1.29)$$

Combinando ambas correcciones, el término correspondiente a m_γ se cancela, quedando la expresión final libre de divergencias infrarrojas:

$$\delta_{RV}^1 = \frac{\alpha}{\pi} \left[-2(L-1) \ln \frac{1}{k_0} + \frac{3}{2}(L-1) - \frac{1}{2} + \frac{\pi^2}{3} \right] + (e \leftrightarrow l) \quad (1.30)$$

Esta cancelación, que se cumple para todo orden de perturbaciones [19], es análoga a la que se produce entre el término de interferencia entre el estado final y el inicial y aquél correspondiente a los diagramas de caja (ver figura 1.4 (d)).

La sección eficaz diferencial de emisión de fotones *hard* (aquéllos que son detectados) en el estado final tiene la forma [16, 20]:

$$\frac{d\sigma_l}{dkd\Omega_\gamma} = [f_+(\mathbf{k}) + f_-(\mathbf{k})] \sigma_0(s) \quad (1.31)$$

donde

$$f_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{\alpha}{2\pi^2 k} \left(1 - k \frac{\delta_{\pm}}{2}\right)^2 \left[\frac{1}{\delta_+ \delta_-} - \frac{2m_l^2}{s} \frac{1-k}{1+(1-k)^2} \left(\frac{1}{\delta_+} + \frac{1}{\delta_-} \right) \right] \quad (1.32)$$

con

$$\delta_{\pm} = 1 \pm v_l \cos \theta_{\hat{\gamma}l} \quad (1.33)$$

La función $f_+(f_-)$ representa la probabilidad de que un $l^+(l^-)$ con velocidad v emita un fotón con energía k , con un ángulo entre el fotón y el leptón emisor de $\theta_{\hat{\gamma}l}$. Para bajas energías del fotón, esta expresión se traduce en la distribución angular [21]:

$$\lim_{k \rightarrow 0} f_{\pm}(\mathbf{k}) = \frac{\alpha}{2\pi^2 k} \frac{\sin^2 \theta_{\hat{\gamma}l}}{(\sin^2 \theta_{\hat{\gamma}l} + \gamma_l^{-2} \cos^2 \theta_{\hat{\gamma}l})^2} \quad (1.34)$$

γ_l es el factor relativista del leptón final. A partir de esta expresión se deduce que dicha distribución angular se hace máxima para $\theta_{\hat{\gamma}l} \sim \gamma_l^{-1}$.

Integrando las variables angulares del fotón en la expresión (1.31) se obtiene el espectro de energía del fotón emitido en el estado final:

$$\frac{d\sigma_l}{dk} = \frac{\beta_l(s')}{k} \left(\frac{1+(1-k)^2}{2} \right) \sigma_0(s) \quad (1.35)$$

donde β representa la constante de acoplo para el *bremsstrahlung* y se define como:

$$\beta_f = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{s}{m_f^2} - 1 \right) \quad (1.36)$$

y $s' = s(1-k)$ es la energía en centro de masas de los leptones tras emitir el fotón. Las secciones eficaces correspondientes a la Radiación de Estado Inicial se obtiene mediante las substituciones $s' \leftrightarrow s, m_l \rightarrow m_e$ y $l \rightarrow e$.

1.2.1.2 Exponenciación de fotones blandos

Retomando la expresión (1.30), vemos que depende de un parámetro arbitrario. Este parámetro desaparece cuando se integra para todo el rango de energía del fotón. Sin embargo, a la hora de generar sucesos con un programa de MonteCarlo, sólo tendremos fotones generados por encima de k_0 , lo que supone una discontinuidad bastante desagradable. Por lo tanto, k_0 ha de elegirse lo más pequeño posible. Por ejemplo, $k_0 = 0.002$ supone generar fotones con energía superior a 100 MeV, muy cerca del umbral de detección de los calorímetros de los detectores de LEP. Sin embargo, y como ya adelantamos, cuando $k_0 \rightarrow 0$, $|\delta_{RV}^1|$ crece mucho, pudiendo llegarse a que la sección eficaz

corregida se haga negativa, con lo que su interpretación como probabilidad en un programa de MonteCarlo pierde sentido.

Para corregir esta situación, se puede calcular la corrección a segundo orden. Tras añadir la corrección de vértice, ésta resulta ser [17]:

$$\delta_{VR}^2 = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \left[2(L-1)^2 \ln^2 \frac{1}{k_0} - 2(L-1) \left(\frac{3}{2}L - 2 + \frac{\pi^2}{3} \right) \ln \frac{1}{k_0} \right] \quad (1.37)$$

Sin embargo, esta nueva corrección, que ya es positiva, crece demasiado cuando $k_0 \rightarrow 0$. Pero si escribimos todos las correcciones radiativas hasta segundo orden:

$$\left(1 + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right) \left[-2(L-1) \ln \frac{1}{k_0} \right] + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \left[-2(L-1) \ln \frac{1}{k_0} \right]^2 \right) \times \\ \left[1 + \sum_{n=1}^2 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^n \left(\sum_{i=0}^n a_i^n L^i \right) \right] \quad (1.38)$$

se observa que la primera línea está formada por los primeros términos del desarrollo en serie de potencias de α de $\exp\left(-\beta \ln \frac{1}{k_0}\right)$. Este procedimiento, denominado *exponenciación* [22], suma la contribución de los fotones blandos a todos los órdenes de perturbación, eliminando así el *problema del k_0* .

1.2.1.3 Correcciones a segundo orden

Para reducir la incertidumbre en la sección eficaz teórica a niveles comparables a los alcanzados por los experimentos de LEP, es necesario calcular las correcciones hasta segundo orden de perturbación. El número de diagramas que involucran dos fotón, reales o virtuales (recuérdese la necesidad de tratarlos conjuntamente), aumenta considerablemente. El cálculo, bastante tedioso, sólo ha sido realizado para la Radiación de Estado Inicial [23], que supone la corrección más importante.

Existe otro procedimiento [24] para obtener las correcciones a segundo orden que evita un cálculo explícito de los diagramas de Feynman. Para ello se aplica el formalismo de las funciones de estructura de QCD. En el caso de QED, el electrón (positrón) incidente se supone equivalente a un *haz* de partículas de varios sabores (electrones, positrones, fotones, etc). Este *haz* viene caracterizado por unas funciones que representan la probabilidad de encontrar un electrón, positrón o fotón con una fracción del momento que llevaba el electrón (positrón) incidente.

En ambos, la sección eficaz corregida se expresa como la convolución de la sección eficaz Born con un radiador a segundo orden:

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^1 dz \sigma_w(s') G(z) \quad (1.39)$$

donde σ_w es la sección eficaz incluyendo correcciones débiles y $z = 1 - k$. La función G no está unívocamente definida, existiendo varias expresiones que se

diferencian en los logaritmos no dominantes. En la referencia [25] se puede encontrar una discusión más detallada sobre este tema.

1.2.2 Generadores de sucesos $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$

La comparación detallada y eficiente entre los resultados experimentales y las predicciones teóricas requiere de estas últimas un formato más manejable que el que aparece en las expresiones de la sección anterior. Para ello se recurre a la generación de sucesos por métodos de Monte Carlo cuya probabilidad viene dada por dichas distribuciones. Esto permite, por ejemplo, aplicar a las predicciones teóricas los mismos cortes de selección que a la muestra experimental. O comparar determinadas secciones eficaces diferenciales de difícil obtención por métodos analíticos.

Para el estudio de los procesos $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$ se han usado programas que generan un par leptón-antileptón en el estado final, y que incluyen los fotones como parte de las correcciones radiativas descritas en la sección anterior. En lo que sigue, haremos una breve descripción de los generadores existentes en el *mercado* que tienen una relación directa o indirecta con las muestras de sucesos simulados que hemos utilizado. En esta descripción, haremos especial incapie en las correcciones radiativas que involucran, clave para la comparación con el canal que nos proponemos estudiar. Una descripción comparada de los distintos generadores existentes se puede encontrar en [26].

- **MUSTRAAL [16]**

Genera sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ teniendo en cuenta las correcciones virtuales y reales *soft* a primer orden (1.30) para eliminar las divergencias infrarrojas. Genera un único fotón *hard*, que puede corresponder al estado inicial o final, de acuerdo con la expresión (1.31). Tiene dos desventajas graves: Por un lado, no incluye correcciones QED *hard* a segundo orden para el estado inicial ni tampoco correcciones débiles, hechos éstos que reduce su nivel de precisión en relación con la requerida por experimentos de LEP. Por otro lado, introduce el parámetro arbitrario k_0 para distinguir entre fotones duros y blandos, lo que conlleva el problema mencionado en §1.2.1.1.

- **DYMU3 [20]**

Genera sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ incluyendo correcciones débiles mediante la aproximación de Born mejorada. Trata la emisión de hasta dos fotones duros en el estado inicial, cuyo espectro de energía se obtiene a partir de las funciones de estructura mencionadas en §1.2.1.3. Esto supone una exponenciación automática de los fotones blandos, por lo que elimina el límite inferior a la energía de los fotones generados en el estado inicial. Sus distribuciones angulares se reproducen de acuerdo a la expresión (1.31) en primer orden. Genera un único fotón de Radiación

de Estado Final, cuyo espectro energético se obtiene a partir de una exponenciación *ad-hoc* de la expresión (1.35). Su distribución angular se obtiene de nuevo a partir de la expresión (1.31).

- **KORALZ [27]**

Genera sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ incluyendo correcciones débiles a primer orden. Tiene en cuenta los efectos de la polarización, tanto en la producción como en la desintegración del leptón τ , para la cual se han tenido en cuenta los principales canales. La Radiación de Estado Inicial ha sido introducida mediante el programa de Monte Carlo YFS2 [28], que incluye la contribución de los fotones blandos a todos los órdenes mediante el método de exponenciación de Yennie-Frautschi-Suura [22] y hasta dos fotones duros. Genera un fotón en el estado final basandose en el algoritmo de MUSTRAAL, pero mejorando la cinemática en lo que se refiere a las masas de los fermiones. Por último, incluye la radiación de un fotón en la desintegración del leptón τ , considerando solamente los logaritmos dominantes.

El programa puede generar también la desintegración del Z^0 en el resto de quarks y leptones (a excepción del quark *top*). En particular, hemos usado en este trabajo muestras de sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$.

- **BABAMC [29]**

Genera sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ incluyendo la contribución del canal t a bajo ángulo. Tiene en cuenta correcciones débiles y de QED a primer orden. En este último caso, esto se traduce en la emisión de un fotón duro en el estado inicial y final, sin exponenciación de fotones blandos.

1.2.3 Vértice $\gamma - l - l$

En esta sección estudiaremos las correcciones radiativas al vértice $\gamma\tau\tau$ (ver figura 1.5), ya que aparecen involucradas en la emisión de Radiación de Estado Final, objeto principal de esta memoria.

La forma más general para la amplitud de transición de la interacción electromagnética del leptón τ es de la forma [39]:

$$\begin{aligned} \langle p_2 | J_\mu^{EM}(0) | p_1 \rangle = e \bar{u}_\tau(p_2) \left[F_1(q^2) \gamma_\mu + \frac{i}{2m_\tau} F_2(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right. \\ \left. + \gamma_5 \tilde{F}_2(q^2) \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] u_\tau(p_1) \quad (1.40) \end{aligned}$$

donde $q = p_2 - p_1$. Esta expresión está libre tanto de divergencias ultravioletas (renormalización de la carga e) como de divergencias infrarrojas (que se cancelan con las correspondientes de Radiación de Estado Final *soft*, ver §1.2.1.1).

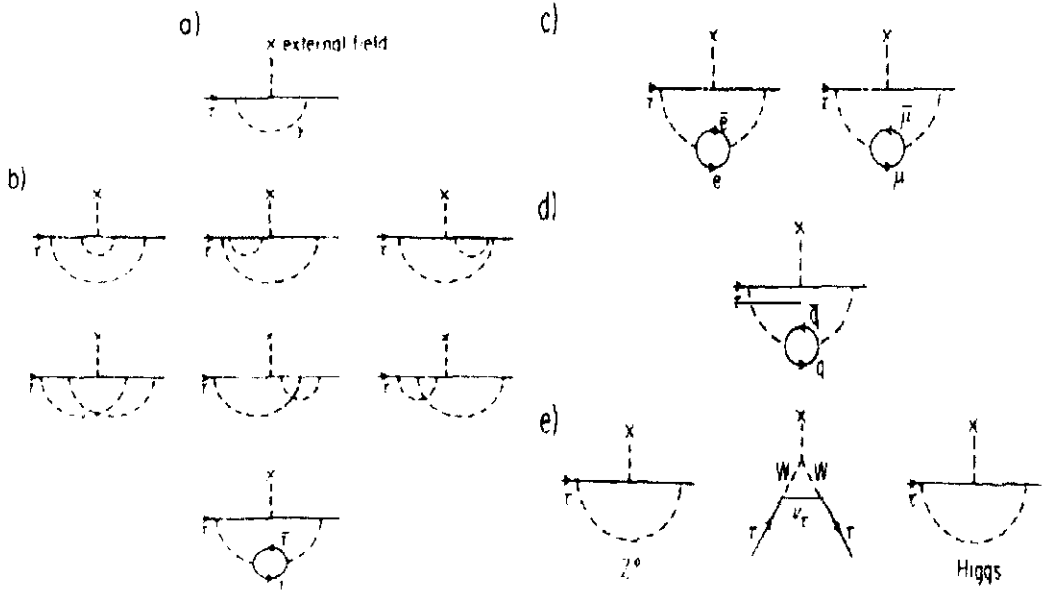


Figura 1.5: Diagramas de Feynman de las correcciones radiativas que contribuyen al vértice $\gamma - \tau - \tau$.

En el límite no relativista, F_1 y \tilde{F}_2 corresponden a la carga (q_τ) y al momento dipolar eléctrico (d_τ) del leptón τ respectivamente:

$$q_\tau = eF_1(0) \quad (1.41)$$

$$d_\tau = e\tilde{F}_2(0) \quad (1.42)$$

Como veremos en §1.4.2 el término que incluye a \tilde{F}_2 viola la simetría conjunta CP en las interacciones electromagnéticas. Existen fuertes límites experimentales para los momentos dipolares eléctricos de los otros dos leptones [30]:

$$d_e < 1.3 \times 10^{-26} \text{ (95\% C.L.)} \quad (1.43)$$

$$d_\mu < 9.3 \times 10^{-19} \text{ (95\% C.L.)} \quad (1.44)$$

Por su parte, el término que acompaña a $F_2(q^2)$ corresponde, en este mismo límite, al momento magnético anómalo del leptón τ , a_τ (ver por ejemplo [19]), según la expresión:

$$\vec{\mu}_\tau = -\frac{e}{2m_\tau}(1 + a_\tau)\vec{\sigma} \quad (1.45)$$

con

$$a_\tau = F_2(0) = \frac{g_\tau - 2}{2} \quad (1.46)$$

en unidades del magnetón de Bohr ($\mu_B = e\hbar/2m_\tau c$). μ_τ es el momento magnético del leptón τ , g_τ su razón giromagnética asociada y $\vec{\sigma}$ es el vector de las matrices de spin de Dirac.

Como es bien sabido, el acuerdo entre las medidas experimentales del momento magnético anómalo de los leptones ligeros [30]:

$$a_e^{exp} = (115965219.3 \pm 1.0) \times 10^{-11} \quad (1.47)$$

$$a_\mu^{exp} = (116592.3 \pm 0.8) \times 10^{-8} \quad (1.48)$$

y su predicción teórica (dominada por las correcciones de QED) [31]

$$a_e^{teor} = (115965217.4 \pm 2.4) \times 10^{-11} \quad (1.49)$$

$$a_\mu^{teor} = (11659190.7 \pm 7.7) \times 10^{-10} \quad (1.50)$$

es uno de los éxitos más importantes del SM.

El cálculo de a_τ ha sido realizado por M. A. Samuel y colaboradores [32], incluyendo correcciones de QED hasta sexto orden (las figuras 1.5 (a-c) muestran estas correcciones hasta cuarto orden), así como correcciones hadrónicas (figura 1.5 (d) incluyendo quarks en la polarización del vacío) y débiles (figura 1.5 (e)). El resultado obtenido es:

$$a_\tau^{teor} = (11773 \pm 3) \times 10^{-7} \quad (1.51)$$

El aumento paulatino en el valor de a de un leptón a otro viene dado fundamentalmente por la aparición de leptones más ligeros en el bucle del diagrama 1.5 (c) respecto a los leptones externos.

En lo que a la situación experimental se refiere, los factores de forma F_2 y \bar{F}_2 pueden ser medidos por su efecto sobre el vértice $\gamma\tau\tau$. En primer lugar, el proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, mediado tanto por un fotón virtual como por un Z^0 , recibe una contribución real (hipotética) de F_2 [33] (\bar{F}_2 [34]), que se observa tanto en la sección eficaz total como en la distribución angular de los leptones τ finales. Sin embargo, este método estudia a_τ y d_τ de manera indirecta, ya que sólo prueba los factores de forma $F_2(q^2)$ y $\bar{F}_2(q^2)$ en $q^2 = s$, la energía en centro de masas de la aniquilación e^+e^- , esto es, a q^2 muy distinto de cero. Posteriormente supone una dependencia despreciable de $F_2(q^2)$ y $\bar{F}_2(q^2)$ con q^2 para obtener a_τ y d_τ .

Un método directo para medir estos momentos se basa en el estudio de la reacción $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, en la que el acoplo entre el fotón de Radiación de Estado Final y el leptón τ se produce a $q^2 = 0$. En el pico del Z^0 , la anchura de este proceso es de la forma [35]:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma) &= \Gamma_0 + \frac{\alpha^2 F_2(0)^2 M_Z^3}{64\pi x_W (1 - x_W) m_\tau^2} \\ &\times \left[(c_V^2 + c_A^2) - \frac{1}{9}(c_V^2 - c_A^2) \right] \end{aligned} \quad (1.52)$$

donde $x \equiv \sin^2 \theta_W$ y Γ_0 corresponde al término típico de *bremsstrahlung* (1.35). Por otro lado, la sección eficaz en el pico es, para un estado final f dado, como sigue:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f) = \frac{12\pi BR(Z^0 \rightarrow e^+e^-)\Gamma_f}{M_Z^2 \Gamma_Z} \quad (1.53)$$

Así pues, insertando en esta expresión la anchura correspondiente a $F_2(0)$, para la cual asumimos su valor teórico, y suponiendo una luminosidad integrada de 60 pb^{-1} , el número de sucesos radiativos que el SM prevee para este proceso es $\sim 10^{-2}$. Este número es mucho menor que el esperado para el proceso radiativo ordinario. Sin embargo, mientras que este último diverge para fotones blandos, la contribución anómala es constante en la energía del fotón. Buscando en la región de energía altas del fotón obtendremos por tanto una mayor sensibilidad a este proceso.

1.3 Física del leptón τ

El leptón τ fue descubierto en 1975 por M. Perl² y colaboradores [36] en el experimento MARK I operando en el acelerador SPEAR. La evidencia se obtuvo a partir de 24 sucesos procedentes de colisiones e^+e^- ($\sqrt{s} = 4.8 \text{ GeV}$) en los que aparecían un muon y un electrón, así como partículas que escapaban a la detección. Para explicarlos, se postuló la existencia de un leptón, análogo al electrón o al muon, pero con una masa entre 1.6 y 2 GeV (¡ el doble que el protón !). Esta elevada masa plantea inmediatamente dos cuestiones:

- ¿ Es el leptón τ una partícula puntual o posee alguna estructura interna ?
- ¿ Es el leptón τ secuencial, con las mismas propiedades que el electrón y el muon ?

La segunda cuestión nos lleva una vez más a la pregunta de por qué existen tres familias con esa determinada relación entre sus masas.

Desde su descubrimiento hasta la actualidad se han realizados numerosos experimentos que responden afirmativamente a las dos cuestiones anteriores. Una revisión de sus propiedades, así como de los resultados experimentales más recientes pueden encontrarse en las referencias [37, 38]. A continuación expondremos un breve resumen de estas propiedades

1.3.1 Masa y vida media del leptón τ

Las medidas precisas de la masa (m_τ) y vida media (τ_τ) del leptón τ contribuyen a los test de consistencia del SM, como puede ser el test de universalidad leptónica. En el caso de la masa, su valor actual, $m_\tau = 1777.02_{-0.24}^{+0.26} \text{ MeV}$ viene dominado por la medida realizada por el detector BES en su umbral de producción.

En lo referente a la vida media, su error se ha visto reducido considerablemente a partir de los resultados de los experimentos de LEP. En ellos, la energía a la que se producen los leptones τ es tan grande que llegan a recorrer algunos milímetros antes de desintegrarse. La medida de esta distancia con alta precisión permite obtener un valor de $\tau_\tau = 291.3 \pm 1.6 \text{ fs}$.

²Este descubrimiento le ha valido a M. Perl la obtención del premio Nobel de Física de 1995.

1.3.2 Momentos dipolares del leptón τ

Como veremos en §1.4.2.1 una signatura de estructura interna del leptón τ puede inferirse del estudio de su momento magnético anómalo (a_τ , ver §1.2.3). Sin embargo, su corta vida media no permite la medida de a_τ con las técnicas habituales de precesión del spin en un campo magnético, que tan espectaculares resultados han dado para el electrón y el muon. Por otro lado, la existencia de un momento dipolar eléctrico llevaría a una violación de CP en la interacción electromagnética.

Un método para medir estos momentos dipolares en LEP consiste en la medida de los fotones que se originan por la contribución de estos momentos al vértice $\tau\tau\gamma$ (ver 1.2.3). Sin embargo, el número de fotones que se originan por esta contribución es mucho menor que los producidos por Radiación de Estado Final. Esto obliga a establecer un límite al número máximo de sucesos con ese origen, que se traduce en un límite sobre los momentos dipolares $a_\tau < 0.11$ (68% CL) y $d_\tau < 6 \times 10^{-16} \text{ e cm}$ (68% CL) [35]

Se han desarrollado también métodos indirectos para la medida de estos momentos, que ponen límites a los factores de forma asociados a los momentos dipolares (ver §1.2.3). A energías de PEP y PETRA ($q^2 \sim (29 \text{ GeV})^2$ y $q^2 \sim (35 \text{ GeV})^2$ respectivamente), se han buscado desviaciones respecto a la sección eficaz diferencial y total de producción del proceso $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \tau^+\tau^-$, obteniendo unos límites para $F_2(q^2) < 0.02$ (90% CL) [33] y $\bar{F}_2(q^2) < 1.4 \times 10^{-16} \text{ cm}$ (68% CL) [34]. A energías de LEP ($q^2 \sim (91 \text{ GeV})^2$), las medidas precisas de los parámetros del modelo de GWS han sido usadas para constreñir posibles desviaciones provocadas por los momentos dipolares del leptón τ . Esto ha conducido a los siguientes límites: $F_2(q^2) < 0.0062$ (68% CL) y $\bar{F}_2(q^2) < 3.4 \times 10^{-17} \text{ cm}$ (68% CL) [39].

1.3.3 Producción del leptón τ

El acoplo $Z^0\tau^+\tau^-$, según se explicita en (1.9), es el responsable de la producción de leptones τ en LEP. La medida de la sección eficaz y de la asimetría nos ofrecen información sobre la contribución vectorial (c_V) y axial (c_A). Por otra parte, la violación parcial de paridad asociada al bosón Z^0 , induce una producción polarizada de los leptones τ . Gracias a la rápida desintegración del leptón τ , y a que ésta viola máximamente paridad, se puede medir en LEP dicha polarización a partir de los espectros de energía de los productos de la desintegración. La medida de la polarización proporciona información independiente sobre los acoplos c_V y c_A .

La aparición de *nueva física* en relación con este acoplo puede aparecer de la mano de dos procesos distintos: Por un lado, la existencia de un momento dipolar débil induciría la violación de CP en las corrientes neutras. Dicho momento aparecería como un término análogo al que ocasiona el momento dipolar eléctrico (§1.2.3) en la corriente fermiónica que se acopla con el bosón Z^0 . Por otro lado, procesos del tipo $Z \rightarrow e\tau$, $Z \rightarrow \mu\tau$, que violarían la

conservación del sabor leptónico, estrictamente prohibida por el SM. Ambos procesos han sido descartados por LEP.

1.3.4 Desintegración del leptón τ

El SM predice una desintegración del tipo $V - A$ (1.1) para todos los leptones. Sin embargo, esta predicción ha de ser comprobada. La corriente más general que explica la desintegración del leptón τ viene representada por los parámetros de Michel. Su medida viene caracterizada por las distribuciones angulares en las desintegraciones leptónicas del leptón τ y de sus correlaciones en $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. La medida en LEP de estos parámetros está en pleno acuerdo con la hipótesis $V - A$, descartando cualquier otra combinación.

Por otra parte, la medida de las fracciones de desintegración leptónicas del leptón τ , en conjunción con las medidas de su masa y vida media antes mencionadas nos llevan a una comprobación experimental de la hipótesis de universalidad leptónica.

La elevada masa del leptón τ permite su desintegración hadrones ligeros. Esto permite obtener una medida de la constante de α_s a la escala $\mu = m_\tau$ a partir, tanto de las fracciones de desintegración leptónicas como de la vida media del leptón τ . Combinando esta medida de α_s con la obtenida para $\mu = M_Z$, se puede comprobar su evolución en función de la escala de energía, que resulta estar en perfecto acuerdo con la predicción de QCD.

Por último, la conservación del sabor leptónico también ha sido comprobada en las desintegraciones del leptón τ . En este sentido, procesos del tipo $\tau \rightarrow e\gamma$ y $\tau \rightarrow \mu\gamma$ han sido descartados al nivel de 10^{-4} y 10^{-6} respectivamente.

1.4 Extensiones del Modelo Estandar

A pesar de su excelente acuerdo con los resultados experimentales, el SM tiene algunos problemas que le impiden considerarlo como una teoría fundamental. Entre estos problemas, mencionaremos sólo dos: Por un lado, el modelo tiene demasiadas partículas *fundamentales* (6 quarks y 6 leptones), lo que conlleva una multitud de parámetros libres que han de ser fijados experimentalmente (acoplos de los grupos de *gauge*, masas de los fermiones y ángulos de mezcla entre las distintas familias de quarks). Asociado a esto, aparece la cuestión de la organización de estas partículas en familias, con una jerarquía de masas bien definida. En particular, es muy sorprendente que la diferencia de masas entre las partículas de la primera familia (e, u, d) y las de la tercera (τ, t, b) ronde los tres ordenes de magnitud.

Por otro lado, el mecanismo de Higgs plantea ciertas inconsistencias teóricas, como pueden ser la inestabilidad del valor esperado del bosón H en el vacío bajo correcciones radiativas. Asimismo, la propia existencia de un valor no nulo para ese valor esperado es difícilmente compatible con el modelo actual para la interacción gravitatoria.

Para resolver estos y otros problemas, se han propuesto una variedad de modelos (gran unificación, supersimetría, modelos de *compositeness*, etc) como extensiones del SM, en las que éste es considerado como una reminiscencia a “baja” energía de una simetría o interacción a una escala superior. En la presente sección nos restringiremos a comentar los modelos de *compositeness* por ser los que más directamente pueden producir contribuciones al proceso que estamos estudiando.

1.4.1 Modelos de *compositeness*

Los modelos de *compositeness* suponen que los quarks, leptones y bosones vectoriales masivos están *compuestos* por constituyentes más fundamentales (*preones*), asociados a una nueva interacción, cuya intensidad viene parametrizada por una constante de acoplo g . Esta interacción se manifestaría de manera explícita a una nueva escala de energía Λ , superior a la escala electrodébil ($\sim M_W$). En esta última escala, *compositeness* es descrita por una interacción efectiva, de intensidad g/Λ , dando origen al espectro de masas conocido a esa escala.

Uno de principales escollos que han encontrado estos modelos es la dificultad de reconciliar la escala electrodébil con la escala de *compositeness* Λ . Este problema ha sido resuelto parcialmente suponiendo que la interacción inicial posee alguna simetría especial, como por ejemplo supersimetría. Sin embargo, no se ha encontrado por el momento ningún modelo que haga predicciones concretas, como por ejemplo las masas de los fermiones del SM. Por ello, la búsqueda de efectos debidos a *compositeness* a las presentes energías ha de ser puramente fenomenológica. Habitualmente, estos efectos se dividen en dos grupos: Por un lado, nuevas partículas o estados excitados de partículas ya conocidas. Por todo otro, nuevos términos de contacto entre los fermiones y bosones conocidos o correcciones a los vértices ya existentes. Siguiendo estas líneas, haremos un breve resumen de los efectos de *compositeness*, restringiéndonos a aquéllos que involucran contribuciones al proceso $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$, suponiendo fermiones y bosones compuestos por separado.

Una descripción más detallada de estos modelos puede encontrarse en [10], mientras que los límites más recientes, básicamente sobre fermiones excitados y nuevos términos de contacto, aparecen en [30].

1.4.1.1 *Compositeness* en el sector fermiónico

Leptones excitados

Si suponemos que los leptones (aunque este argumento se aplica de igual manera a los quarks) son estados ligados en su nivel de mínima energía, es natural suponer la existencia de estados excitados (l^*). Por simplicidad se supone habitualmente que estos estados tienen las mismas cargas electrodébiles que sus correspondientes estados fundamentales, lo que permite que en el pico

del Z^0 se produzcan tanto en pares ($Z^0 \rightarrow l^* l^*$) como individualmente ($l^* l$). Por otra parte, su desintegración se postula a través de un proceso de desexcitación ($l^* \rightarrow l \gamma$), para el que se asumen propiedades muy generales como invariancia *gauge* y quiral y conservación de *CP*. Con estas suposiciones la señal que se espera consiste en sucesos $l^+ l^- \gamma \gamma$ o $l^+ l^- \gamma$, con fotones energéticos, dando lugar a un pico en el espectro de masa invariante $l^\pm \gamma$.

La búsqueda de leptones excitados ha resultado negativa y, en particular para el leptón τ excitado los límites sobre su masa son de 46 GeV en producción doble y 90 GeV en la producción simple.

Factores de forma y nuevos vértices

Un leptón que tuviera estructura interna vería modificados sus factores de forma en relación con el valor que adoptan según el SM. Como ya hemos visto, los experimentos $g - 2$ limitan fuertemente estos factores de forma en el caso del electrón y el muón, mientras que para el leptón τ esa limitación es menor. Debido a su importancia en este trabajo, la influencia de efectos de *compositeness* sobre a_τ será tratado en mayor detalle más adelante.

Por otro lado, se puede suponer la existencia de términos de contacto de tipo $l^+ - l^- - Z^0 - \gamma$, en analogía a la interacción propuesta por Fermi para la desintegración del neutrón. En este caso, supondremos un Z^0 no convencional por lo que este término resulta invariante *gauge*. Sin embargo, la desintegración anómala $Z^0 \rightarrow l^+ l^- \gamma$ viene enmascarada por el proceso radiativo estándar, por lo que se puede ver para el caso del muón que no es posible detectar contribuciones a la fracción de desintegración del Z^0 inferiores a 10^{-5} .

1.4.1.2 *Compositeness* en el sector bosónico

Nuevos escalares

Los modelos que postulan el carácter compuesto de los bosones vectoriales predicen a su vez la existencia de nuevos estados escalares (S), algunos de los cuales sean neutros pueden ser buscados a través de la reacción $Z^0 \rightarrow S \gamma$. Por otra parte, diversos argumentos, como la invariancia bajo transformaciones quirales, sugieren que estos escalares se acoplan a los fermiones proporcionalmente a su masa, como le ocurre al bosón H del SM. Por lo tanto, el proceso $Z^0 \rightarrow f \bar{f} \gamma$ podría recibir una contribución importante de este proceso siempre que f corresponda a un sabor pesado (basicamente el quark b y, en cierta medida, el leptón τ y el quark c , como vimos en §1.1.3.2). En la figura 1.4.1.2 podemos ver como un modelo de este tipo, a saber el Modelo Estándar mínimamente Acoplado [40, 41] (SCSM), predice importantes incrementos en la eficacia del proceso $Z^0 \rightarrow H \gamma$.

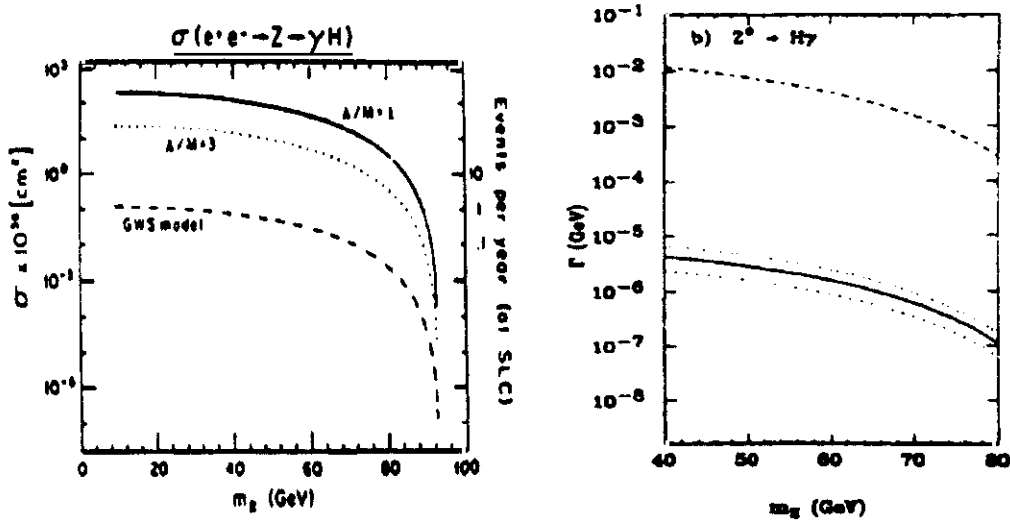


Figura 1.6: Anchura del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ en extensiones del SM. La figura (a), a la izquierda, corresponde a la predicción del modelo de *compositeness* SCSM, mientras que la figura (b) se refiere a modelos más generales, parametrizados a partir de lagrangianos efectivos. La línea discontinua se refiere a coeficientes no-naturales para los términos del lagrangiano efectivo mientras que las líneas punteadas se refieren a coeficientes naturales. A su vez, la línea continua se refiere a la predicción del SM.

Factores de forma y nuevos vértices

La existencia de subestructura en el bosón Z^0 podría inducir vértices del tipo $Z^0 - Z^0 - \gamma$, cuya intensidad varía en función de la escala Λ . Estos acoplos están prohibidos en el SM a orden más bajo y sólo se pueden producir a través de un bucle fermiónico, por lo que su sección eficaz es muy baja. Este proceso contribuiría al canal que buscamos a partir de la reacción en cascada $Z^0 \rightarrow Z_{\text{virt}}^0 \gamma \rightarrow l^+ l^- \gamma$.

Por otro lado, vuelven a ser posibles términos residuales de contacto del tipo $l^+ - l^- - Z^0 - \gamma$, de manera análoga a como ocurría en la sección anterior. En este caso, sin embargo, el vértice recibe contribuciones de componentes longitudinales del bosón Z^0 , típicas de *compositeness* en el sector bosónico.

1.4.2 Momentos dipolares del leptón τ en las extensiones del SM

1.4.2.1 Momento magnético anómalo del leptón τ

El momento magnético anómalo de los leptones a_l se ha revelado, en el caso del electrón y del muon como un excelente test, no sólo de QED, sino del SM en general. Esto es debido a que, si bien la mayor parte de las correcciones son

de QED, las correcciones hadrónicas son, en el caso del muon, esenciales para el acuerdo entre la medida experimental y la predicción teórica.

Por otro lado, intuitivamente a_l resulta ser una magnitud muy sensible a la existencia de subestructura en los leptones. De hecho, en la referencia [42] se hace un cálculo explícito de las contribuciones que a_μ recibe de distintos efectos de *compositeness* (leptones excitados, términos de contacto residuales, etc).

Para el leptón τ la situación es menos clara, aunque varios autores [43, 44] han parametrizado el efecto de *compositeness* sobre a_τ de la forma:

$$a_\tau \simeq a_\tau^L + \mathcal{O}\left(\frac{m_\tau}{\Lambda}\right) \quad (1.54)$$

donde a_τ^L es la contribución de baja energía (por debajo de la escala de *compositeness* Λ) al momento magnético anómalo.

Ahora bien, el acuerdo existente entre la predicción teórica y los resultados experimentales para a_e y a_μ podría de manera ingenua suponer una estructura puntual también para el leptón τ . Sin embargo, existen varios argumentos para rechazar esta idea. En primer lugar, el puramente experimental, que impide realizar una afirmación hasta que no esté probada por los datos. En segundo lugar, de la expresión (1.54), válida para todos los fermiones, se infiere que los efectos de *compositeness* son más intensos en el leptón τ que en los otros leptones más ligeros. De hecho, este incremento puede ser del tipo $(m_\tau/m_e)^3$ [45]. Este efecto ya aparece en el momento magnético anómalo estandar, en el que las contribuciones de QCD y electrodébil son mucho mayores que para los otros leptones. Por último, existen modelos teóricos [46] en los que las dos primeras familias fermiónicas son elementales mientras que la tercera es compuesta.

1.4.2.2 Momento dipolar eléctrico del leptón τ

La existencia de $d_l \neq 0$ viola la invariancia bajo inversión temporal (T) y paridad (P) por separado. Por lo tanto, el teorema CPT implica que un término del tipo que acompaña a \vec{F}_2 en la expresión (1.40) viola la simetría conjunta CP en la interacción electromagnética. Sin embargo, existen límites muy estrictos para la existencia de estos términos en el caso del electrón y el muon. De nuevo, podemos aplicar argumentos análogos a los del epígrafe anterior para justificar su estudio en el leptón τ . Más aun, el hecho de que esta simetría ya se viole en la naturaleza (sistema $K^0 - \bar{K}^0$), nos obliga a buscar esta situación en otros sistemas.

1.4.3 Vértice $Z^0 - H - \gamma$ en las extensiones del SM

Como ya hemos visto, algunos modelos de *compositeness* predicen importantes contribuciones al proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ (donde H no tiene porque ser el bosón de Higgs estandar) respecto a la esperada en el SM. Por otra parte, el Modelo Estandar Supersimétrico Mínimo (MSSM) también predice un incremento moderado (un factor 3) para este proceso.

Un método más general para estudiar posibles acoplos anómalos entre el bosón H y los bosones vectoriales se basa en el uso de lagrangianos *efectivos*. Suponiendo para aquéllos un comportamiento análogo al del SM, la interacción viene descrita por [47]:

$$\mathcal{L}_{eff} = \sum_{i=1}^7 \frac{f_i}{\Lambda} \mathcal{O}_i \quad (1.55)$$

donde \mathcal{O}_i son operadores de dimensión seis que representan los acoplos anómalos entre el bosón H y los bosones vectoriales. Λ es la escala de energía previa a la ruptura de simetría a la que estos acoplos tienen lugar y f_i son las constantes que definen la intensidad de los distintos acoplos.

Para algunos de estos coeficientes existen fuertes límites ($f_i/\Lambda \sim 1 \text{ TeV}^{-1}$), derivados a partir de experimentos de baja energía, mientras que para el resto los límites son más suaves ($\sim 100 \text{ TeV}^{-1}$). Estos últimos podrían estar más constreñidos si suponemos para ellos valores más *naturales* [48], del mismo orden de magnitud que aquéllos fuertemente restringidos. Sin embargo, podemos considerar la *naturalidad* de los acoplos como una mera hipótesis a comprobar y permitir que tomen valores cercanos a sus límites. En este caso, se obtiene un gran incremento para la anchura de la desintegración $Z^0 \rightarrow H\gamma$, como se aprecia en la figura 1.6 (b). Por lo tanto, la búsqueda del bosón H en este canal, de resultar negativa, conduciría a limitar algunos de los f_i .

Capítulo 2

Dispositivo experimental

En este capítulo describiremos el dispositivo experimental con el que se han registrado las muestras cuyo análisis ha conducido a los resultados presentados en esta tesis. Este dispositivo experimental consta de dos elementos: El acelerador LEP, encargado de producir las colisiones entre electrón y positrones, y el detector DELPHI, que estudia los procesos físicos que tiene lugar a raíz de dichas colisiones.

2.1 El acelerador LEP

LEP (*Large Electron Positron collider*) es el anillo colisionador más grande del mundo, operando en el Laboratorio Europeo de Física de Partículas CERN (*Centre Européenne pour la Recherche Nucleaire*), en las cercanías de Ginebra. Por él circulan paquetes de electrones y positrones en sentidos opuestos, que son acelerados y a los que se les hace colisionar en cuatro puntos equidistantes a lo largo del perímetro del detector. En ellos están situados otros tantos experimentos multipropósito, a saber: ALEPH (*Apparatus for LEP Physics*), DELPHI, L3 (LEP 3) y OPAL (*Omni Purpose Apparatus for LEP*), cuya situación se puede ver en la figura 2.1.

Desde 1989, fecha de su puesta en funcionamiento, hasta septiembre del presente año, LEP ha estado operando en una primera fase (LEP 100) a una energía en centro de masas en torno a los 91 GeV (resonancia del Z^0). Desde esa fecha y hasta fin de año, la energía fue aumentada hasta 140 GeV (LEP 150), como paso intermedio hacia una segunda fase (LEP 200) a partir de 1996. En esta segunda fase se alcanzará una energía en centro de masas superior a los 160 GeV (umbral de producción de los bosones W^\pm).

El anillo tiene la forma de un polígono octogonal, con ocho tramos rectos de 500 metros de longitud, unidos por otros tantos arcos circulares con un radio de curvatura de 3100 metros. En total, LEP tiene un perímetro de 27 kilómetros aproximadamente y se encuentra a una profundidad media de 100 metros, entre la frontera entre Francia y Suiza.

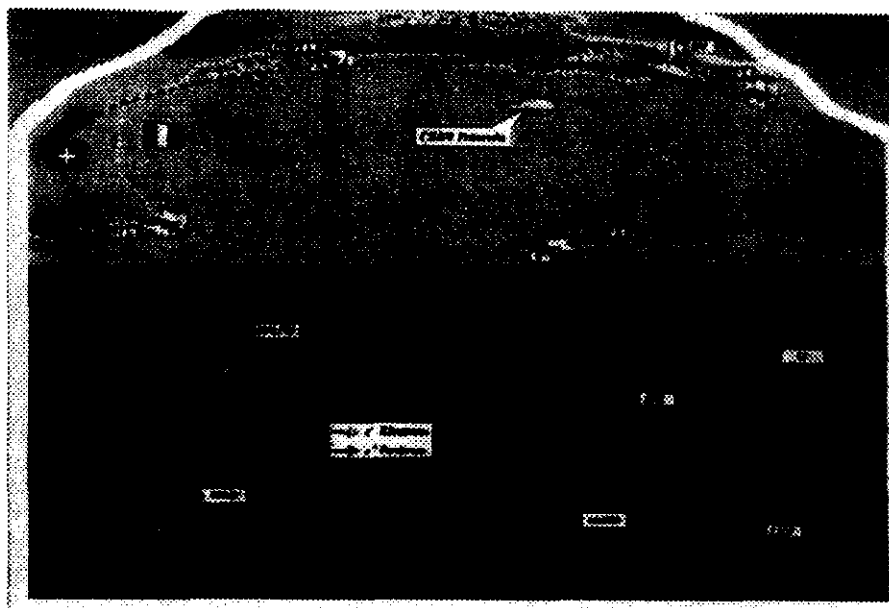


Figura 2.1: Situación geográfica del acelerador LEP, junto con los experimentos que en él operan.

2.1.1 Sistema de inyección y aceleración

El proceso para acelerar los electrones y positrones a la energía requerida se lleva a cabo mediante varias etapas intermedias. La etapa de inyección consta de los siguientes pasos: En primer lugar, los electrones, obtenidos por efecto termoiónico, son acelerados hasta los 200 MeV en una primera etapa del LIL (*LEP Injector Linac*), haciendoseles chocar contra un blanco para obtener positrones. Ambos tipos de partículas son aceleradas hasta los 600 MeV en una segunda etapa del LIL. Posteriormente son inyectados en el EPA (*Electron Positron Accumulator*), donde son acumulados para compensar el ritmo más lento de producción de los positrones. A continuación pasan al PS (*Proton Synchrotron*), donde alcanzan una energía de 3.5 GeV , y de ahí al SPS (*Super Proton Synchrotron*), que los inyecta a LEP en forma de cuatro paquetes (ocho durante 1993) de electrones y otros tantos de positrones, con una energía de 20 GeV . Este proceso dura en torno a $1\frac{1}{2} \text{ h}$. Una representación esquemática del mecanismo de inyección puede verse en la figura 2.2.

Una vez finalizado el proceso de inyección, las partículas se acumulan hasta obtener la densidad deseada por paquete, y son aceleradas de nuevo hasta la energía a la que se producirán las colisiones. A partir de este momento, comienza la toma de datos por parte de los detectores. La intensidad de los haces se va reduciendo de manera exponencial hasta que llega a un valor mínimo, por debajo del cual no se producen colisiones al ritmo necesario. En ese momento se retiran los haces de LEP, completando un *fill* (llenado del acelerador), con

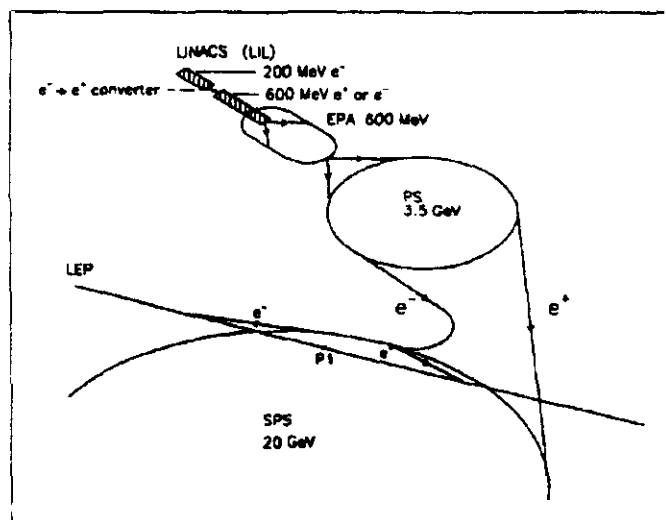


Figura 2.2: Esquema del sistema de inyección de LEP.

una duración media de 12 h.

Para mantener las partículas en una órbita cerrada dentro de LEP, es necesario curvar sus trayectorias mediante campos magnéticos. Esto ocasiona que aquéllas emitan radiación sincrotrón, perdiendo parte de su energía. La radiación emitida por una partícula de energía E_b en cada vuelta a lo largo de una trayectoria circular de radi ρ es:

$$U_0 = c_\gamma \frac{E_b^4}{\rho} \quad (2.1)$$

$$c_\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{r_e}{E_0^3} \simeq 8.85 \times 10^{-5} \text{ m GeV}^{-3} \quad (2.2)$$

donde r_e y E_0 son el radio clásico y la energía en reposo del electrón. Como se puede apreciar en (2.1), para minimizar las pérdidas, el radio de curvatura ha de ser lo mayor posible. Por lo tanto, a las energías de LEP en su primera fase, la energía perdida por vuelta es de unos 125 GeV. Esta energía es suministrada por 128 cavidades de radiofrecuencia, situadas en dos de los tramos rectos del anillo, que también se encargan de acelerar las partículas hasta su energía nominal de colisión.

2.1.2 Sistema de imanes

El sistema de imanes de LEP tiene por objeto curvar las trayectorias de los electrones y positrones a fin de mantenerlas en una órbita circular, así como focalizar los haces. Dicho sistema, situado en las secciones curvas del acelerador, está compuesto por dipolos, cuadrupolos, sextupolos y correctores de órbita.

La misión de los dipolos magnéticos consiste en curvar la trayectoria de las partículas. Su campo magnético inusualmente bajo (0.135 T) es necesario para aumentar el radio de curvatura, disminuyendo así la energía perdida por radiación sincrotrón. Los cuadrupolos magnéticos producen un campo lineal en el desplazamiento transversal, focalizando el haz para que quede contenido en el tubo de vacío. Mientras, los sextupolos magnéticos producen un campo cuadrático en el desplazamiento transversal, corrigiendo la dependencia de la intensidad del enfoque con la energía del haz (*chromaticidad*).

Otros sistemas adicionales de guía del haz adicionales son los cuadrupolos superconductores y los separadores electrostáticos. Los primeros están situados en las proximidades de los puntos experimentales y su finalidad es enfocar los haces muy intensamente (*squeeze*). De esta manera se reducen las dimensiones transversales de los paquetes aumentando así la luminosidad¹. Los separadores electrostáticos están situados en los ocho puntos de interacción en las secciones rectas (correspondientes a cuatro paquetes de electrones y cuatro de positrones). Su misión consiste en impedir que los paquetes se crucen durante el periodo de llenado, para evitar las interacciones haz-haz, particularmente peligrosas para la estabilidad del haz en esta etapa. Durante la toma de datos, cuatro de ellos, correspondientes a los puntos experimentales, son desconectados para permitir las colisiones.

Por último, los detectores de LEP poseen grandes imanes solenoidales para medir los momentos de las partículas. Sin embargo, estos solenoides producen un aumento en la dimensión vertical del haz. Para corregir este efecto, han sido instalados unos cuadrupolos magnéticos rotados 45° respecto a los colocados en los tramos curvos.

2.1.3 Luminosidad

Uno de los parámetros básicos en el diseño de un acelerador es la luminosidad, que nos da idea del número de sucesos que se producen en la colisión entre los paquetes de electrones y positrones. En un proceso de colisión con una sección eficaz σ , la luminosidad L se define a partir de la siguiente expresión:

$$\frac{dN}{dt} = L \times \sigma \quad (2.3)$$

donde $\frac{dN}{dt}$ es el número de sucesos producidos por unidad de tiempo. Para un colisionador como LEP, en el que las partículas interaccionan frente a frente, la luminosidad se expresa como:

$$L = \frac{N_e N_p k_p f_p}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.4)$$

donde N_e y N_p son el número de electrones y positrones por paquete respectivamente, $\sigma_x\sigma_y$ es su sección transversal en el punto de interacción, f_p es la

¹Para una definición precisa de esta magnitud remitimos al lector a la siguiente sección

frecuencia de revolución de los paquetes a lo largo del anillo y k_p es el número de paquetes. Los valores de estos parámetros para LEP, así como algunos otros relevantes, se muestran en la tabla 2.1 [30]. Tomando los valores de diseño para los parámetros de (2.4), que aparecen en la tabla 2.1, la luminosidad nominal es de $1.7 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Durante los cuatro primeros años de operación de LEP, hasta finales de 1992, la luminosidad obtenida ha sido, sin embargo, un 60% menor que la nominal, debido a complicados efectos en la dinámica del haz.

Parámetros de LEP	Valor
Energía máxima por haz	55 GeV (LEP 100)
Luminosidad	$1.1 (2.6) \times 10^{-31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Longitud	26.7 km
Dispersión en energía (σ_E/E)	10^{-3}
Tiempo entre colisiones	22 (11) μs
Tiempo de revolución	88.9 μs
Número de paquetes	4 (8)
Longitud del paquete	1.8 cm
Radio del haz (H/V)	200 μm / 8 μm
Número de partículas por paquete	4×10^{11}
Intensidad de corriente promedio	3 mA
Radiofrecuencia	352 MHz
Campo magnético máximo	0.135 T

Tabla 2.1: Parámetros del colisionador LEP. En los parámetros con valores entre paréntesis, éstos últimos se refieren al funcionamiento del acelerador durante la segunda mitad de 1992 y 1993.

A la vista de la expresión (2.4), uno de los mecanismos para aumentar la luminosidad en LEP [49] consiste en incrementar el número de paquetes k_b circulando por el acelerador. Sin embargo, esto tiene como consecuencia un mayor número de cruces entre los paquetes de electrones y positrones en puntos no deseados.

En su diseño original, que estuvo operando hasta mediados de 1992, $k_b = 4$, por lo que teníamos ocho intersecciones en los ocho tramos rectos del detector, cuatro de ellas en los puntos experimentales. Los cruces en los puntos no deseados eran evitados con separadores electrostáticos verticales, que abrían y cerraban la órbita en torno a los puntos de cruce.

A partir de esa fecha, LEP ha venido operando con $k_b = 8$, con lo que aparecen ocho nuevos puntos de intersección en los tramos curvos. Para evitar dichos cruces, se introdujo el esquema *pretzel*, que consiste en provocar una distorsión en la dirección horizontal en la órbita correspondiente a cada arco, de distinto signo para cada haz. De esta manera, los paquetes no se cruzan en los puntos de interacción no deseados de los tramos curvos. Esto se logra por

medio de separadores electrostáticos horizontales situados inmediatamente a continuación de los sistemas de radiofrecuencia en cada octante. En la figura 2.3 se muestra un esquema del modo de operación *pretzel*.

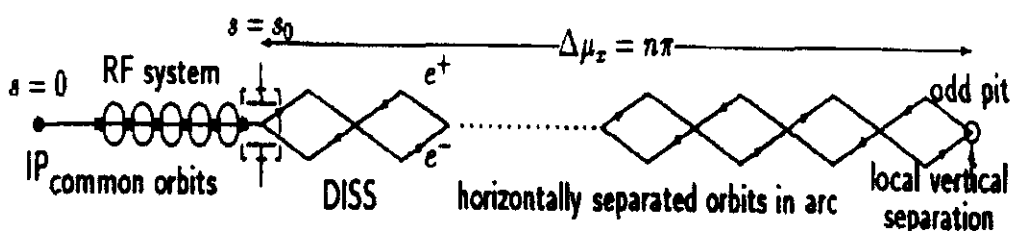


Figura 2.3: Funcionamiento de LEP según el esquema *pretzel*.

Con este esquema, la luminosidad máxima alcanzada durante 1993 superó en un 50% la luminosidad nominal de LEP [50]. Esto corresponde a una producción de ~ 2800 sucesos hadrónicos por hora.

Las características principales del acelerador LEP pueden encontrarse en [51], mientras que los detalles técnicos aparecen en [52].

2.1.4 Objetivos físicos

El acelerador LEP ha sido diseñado para estudiar el Modelo Estándar con gran precisión. A tal fin, ha estado operando desde 1989 hasta Octubre de 1995 a energías en torno a la resonancia del bosón Z^0 . Los temas estudiados en esta primera fase han consistido en:

- Medida precisa de los parámetros del Modelo Estándar, como son la masa y la anchura del bosón Z^0 , y sus acoplos a los distintos fermiones.
- Búsqueda del quark *top*, recientemente descubierto en Fermilab [6], y del bosón de Higgs, último elemento sin confirmar del SM.
- Búsqueda de extensiones al MS, como pueden ser la supersimetría o modelos compuestos.
- Estudios de QCD, como la constatación de la existencia del triple vértice gluónico, y medida de α_s .
- Física de dos fotones

Una relación más detallada de los objetivos físicos en esta primera fase puede encontrarse en [25, 10], mientras que algunos de los resultados más relevantes obtenidos aparecen en [53].

En una segunda fase, LEP alcanzara una energía en centro de masas superior a los 160 GeV , umbral de producción de los bosones W^\pm . Los principales resultados que se esperan obtener son:

- Medida precisa de la masa del bosón W .
- Medida de los triples vértices bosónicos γWW y ZWW .
- Búsqueda del bosón de Higgs.
- Búsqueda de extensiones al MS.

Una descripción más extensa de los resultados previstos en LEP 200 aparece en [54].

2.2 El detector DELPHI

DELPHI (*DEtector with Lepton, Photon and Hadron Identification*) es uno de los cuatro detectores que operan en el acelerador LEP. Todos ellos comparten la idea básica de tener un propósito lo más general posible, para explorar todos los campos que se abren a las energías de la resonancia del bosón Z^0 o del umbral de producción de los bosones W^\pm , a los que nos hemos referido en la sección anterior. Para ello, todos los detectores incorporan técnicas para la identificación de las partículas en el estado final, así como para la medida de su energía, con una alta granularidad y cubriendo la mayor parte del ángulo sólido. En el caso de DELPHI, se ha hecho un énfasis especial en la identificación de partículas, mediante la instalación de Contadores Čerenkov de Imagen Anular (RICH).

El detector DELPHI está situado en el punto 8 a lo largo de la circunferencia de LEP y a una profundidad de 100 metros. Sus dimensiones son superiores a los 10 metros en diámetro y longitud, con un peso en torno a las 3500 toneladas. Los distintos subdetectores que lo forman, hasta un total de 17, están organizados de forma de cilindro horizontal, en el centro de cuyo eje colisionan electrones y positrones. El cilindro se divide en una zona central (zona del *barril*) y en las tapas delantera y trasera (zona *hacia adelante*). En general, los detectores del *barril* se organizan en forma de capas cilíndricas concéntricas, mientras que los detectores de la zona *hacia adelante* son circulares, con un hueco en el centro para permitir el paso de los haces. La figura 2.4 muestra una perspectiva general del detector y sus distintos módulos.

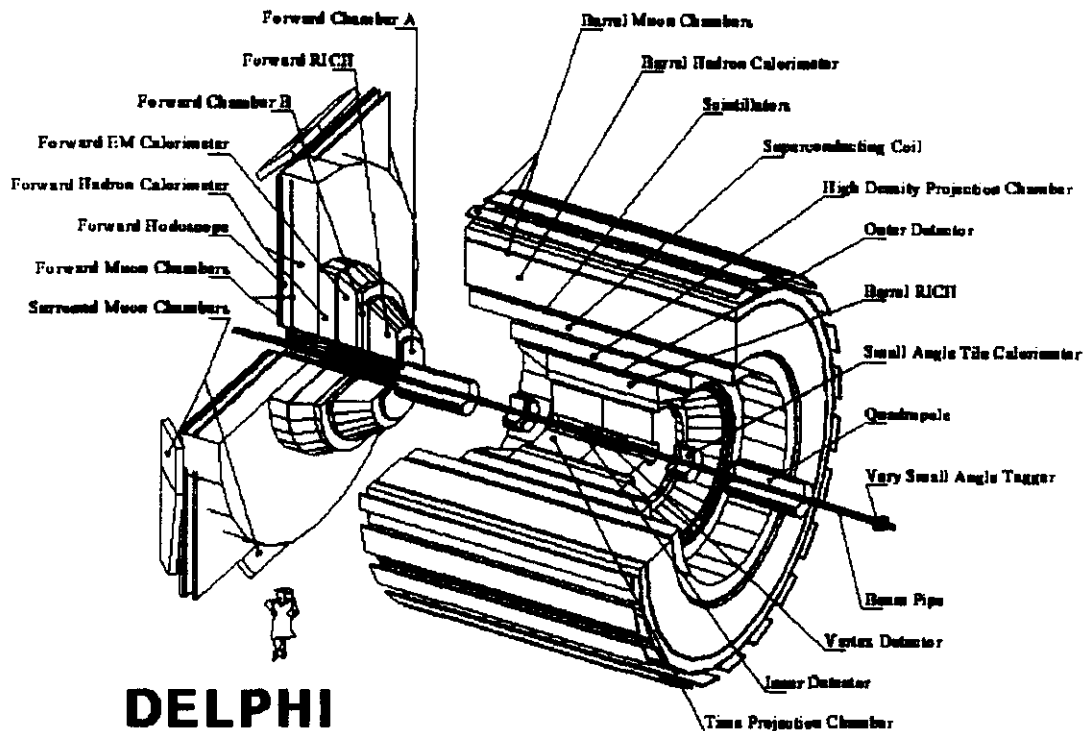


Figura 2.4: Perspectiva general de DELPHI correspondiente a 1995. Durante su operación en 1992 y 1993 aun no se habían incluido las *Surround Muon Chambers* y el SAT no había sido substituido por el *Small Angle Tile Calorimeter*.

A ambos lados del cilindro, rodeándolo, se encuentran las barracas en las que se aloja la electrónica de adquisición de datos, así como los sistemas de control, gases, potencia y criogenia. Estos sistemas están conectados con un centro de control en la superficie, por medio de fibra óptica, donde se controla su funcionamiento. De la misma manera, los datos recogidos por el detector son enviados a este centro de control, donde son almacenados en soporte magnético.

Los distintos subdetectores se pueden agrupar según su función en las siguientes categorías, las cuales, excepto el solenoide, aparecen tanto en la zona del barril como en la zona *hacia adelante*:

- Solenoide,

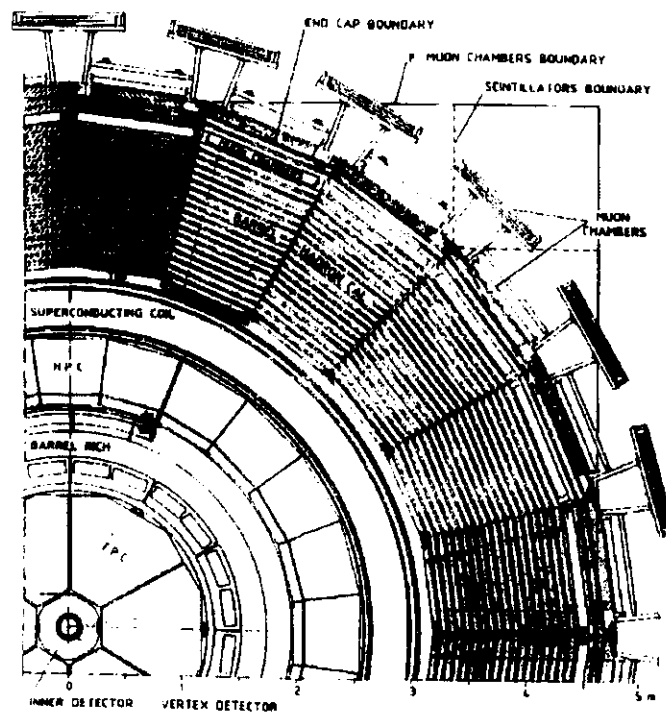


Figura 2.5: Vista transversal de DELPHI.

- Cámaras de trazas,
- Calorímetros,
- Cámaras de muones,
- Contadores Čerenkov,
- Monitores de luminosidad,
- Centelleadores,

En las figuras 2.5 y 2.6 aparecen las secciones transversal y longitudinal del detector respectivamente, en las que se aprecia la organización de los distintos subdetectores.

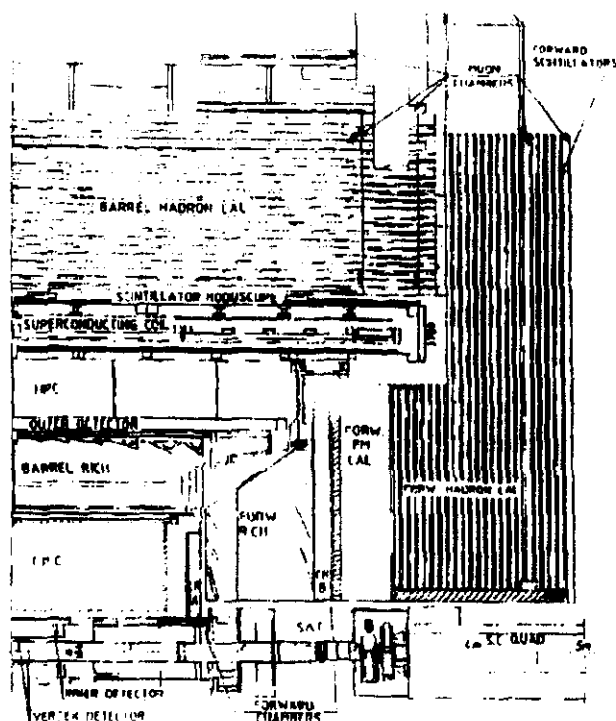


Figura 2.6: Vista longitudinal de DELPHI.

En lo sucesivo, el sistema de coordenadas que utilizaremos se detalla a continuación: el eje z sigue la dirección del haz, con el sentido positivo a lo largo del movimiento de los electrones; la dirección del eje x corresponde a la del radio de LEP, con el sentido positivo apuntando hacia el centro de éste; por último, el eje y tiene la dirección vertical, con el sentido positivo apuntando hacia la superficie. El origen de coordenadas está situado en el centro del cilindro, donde se producen las colisiones entre electrones y positrones. Los puntos en el espacio se definen mediante sus coordenadas cartesianas. También se usan habitualmente las coordenadas cilíndricas R y ϕ para definir los puntos en el plano transversal xy , y el ángulo polar θ para definir la tercera coordenada fuera de ese plano.

En la referencia [55] se puede encontrar una descripción más detallada del detector, así como de sus cualidades en el momento de su puesta en funcionamiento. Como el vino, DELPHI ha mejorado con los años; en la referencia [56] aparece una exhaustivo repaso de su rendimiento actual. Por otro lado, la el detector también ha variado desde su puesta en funcionamiento. Sin embargo, la descripción que de él se hace en las siguientes secciones corresponde a su configuración durante 1992 y 1993, periodo al que corresponden los datos que se analizan en la presente memoria.

2.2.1 Solenoide

La zona del *barril* en DELPHI está rodeada de un solenoide superconductor, con un diámetro interior de 5.2 m y una longitud de 7.4 m . Opera a una temperatura de 4.5°K con una corriente de 5000 A , produciendo un campo magnético de 1.2 T en la dirección z , de gran homogeneidad tanto en R como en z . Este campo cumple dos funciones: Por un lado, curvar las trayectorias de las partículas cargadas para medir su momento en las cámaras de trazas. Por otro, mejorar el funcionamiento de los detectores de deriva.

2.2.2 Cámaras de trazas

Las cámaras de trazas están situadas (a excepción del OD) en la parte central del detector, tanto en la zona del *barril* como en la zona *hacia adelante*. Su misión consiste en medir los momentos de las partículas *sin romperlas ni mancharlas*. Para ello, reconstruyen sus trayectorias espaciales con el objeto de medir la curvatura que en ellas produce el campo magnético, así como sus direcciones en el instante en el que se crearon.

En lo que sigue, se detallará el funcionamiento de cada cámara por separado, para finalizar con un resumen de los resultados obtenidos por la combinación de todas ellas.

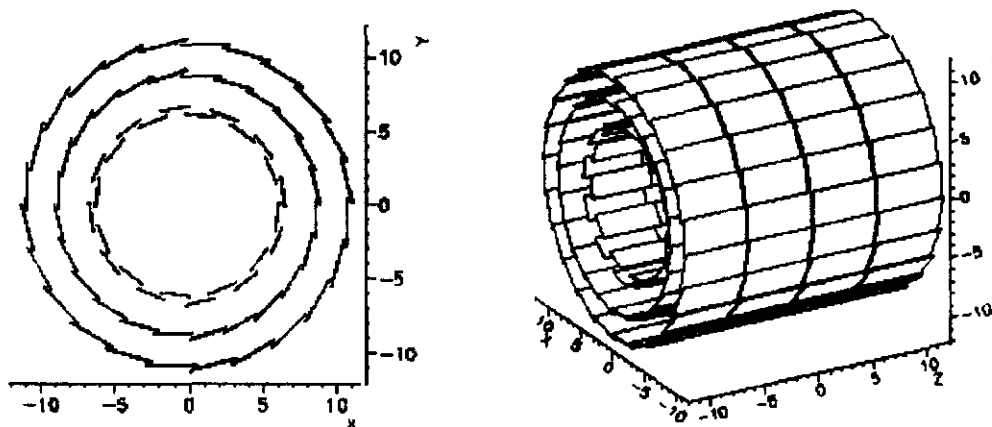


Figura 2.7: Vistas transversal y en perspectiva del VD.

2.2.2.1 Detector de Microvertices (VD)

El VD (*Vertex Detector*) es el detector de DELPHI más cercano al punto de colisión. Está formado por tres capas cilíndricas concéntricas de detectores de micropistas de silicio a 6.3 , 9 y 10.9 cm de radio. Cada capa está formada por 24 sectores en ϕ , con una superposición del 10% entre sectores adyacentes, y 4 sectores en z . Para ángulos polares $43^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$, las trazas atraviesan las tres capas del detector. Esta estructura se aprecia en la figura 2.7.

Este detector solo da información de la traza en la coordenada $R\phi$, siendo el espaciado en la lectura de $50 \mu m$. Gracias a esto, la resolución para medir trazas individuales es de $8 \mu m$, mientras que el poder de separación entre dos trazas es de $100 \mu m$. Estas elevadas resoluciones hacen de este detector una potente herramienta para el estudio de la física de sabores pesados. Más detalles técnicos sobre el VD pueden obtenerse en [57].

2.2.2.2 Detector Interior (ID)

El ID (*Inner Detector*) está formado por dos cámaras gaseosas concéntricas, cuya misión consiste en proporcionar información sobre la traza, así como contribuir al *trigger*.

- **Cámara de jets**

Es una cámara de deriva formada por 24 sectores en la dirección azimutal, cada uno con 24 hilos en la dirección del eje z , que recogen los electrones de deriva producidos por las partículas cargadas. Se extiende de los 12 a los 23 cm en la dirección radial, y para ángulos polares $23^\circ \leq \theta \leq 157^\circ$, esta cámara proporciona un mínimo de 10 puntos en el plano $R\phi$.

- **Cámara de trigger**

Está formado por 5 capas cilíndricas de cámaras multihilos operando en modo proporcional (MWPC), situada en torno a la cámara de jets, con radios entre 24 y 28 cm , y con una cobertura en el ángulo polar de $30^\circ \leq \theta \leq 150^\circ$. Cada capa contiene 192 hilos en la dirección del eje z , separados 8 mm entre sí, que proporcionan información en la coordenada $R\phi$, para ayudar a resolver la ambigüedad derecha/izquierda en la deriva de la cámara de jets. Su rápida respuesta permite incorporar su información al primer nivel de *trigger*, como describiremos más adelante. Los cátodos de cada MWPC consisten en bandas circulares a lo largo del eje z , y aportan información en la coordenada Rz .

La resolución por hilo en la cámara de jets varía entre 75 y 125 μm , dependiendo de la distancia de deriva, con un poder de separación de trazas de 1 mm . La resolución en z de las MWPC para trazas aisladas varía entre 0.5 y 1 mm , dependiendo de θ .

2.2.2.3 Cámara de Proyección Temporal (TPC)

La TPC (*Time Projection Chamber*) es el elemento central en el sistema de detección de trazas de DELPHI. Se trata de una cámara de deriva cilíndrica, dividida en dos hemisferios, en la que los electrones ionizados derivan en hacia las cámaras proporcionales situadas en ambas tapas (ver figura 2.8). Su radio se extiende de los 30 a los 120 cm , y cada hemisferio tiene unos 150 cm de

de placas rectangulares (*pads*). Los hilos nos proporcionan la coordenada z de cada punto mediante la medida del tiempo de deriva de los electrones, mientras que los *pads* miden las coordenadas R y ϕ , obteniéndose así una reconstrucción tridimensional de la trayectoria de la partícula. El espesor de cada tapa equivale a 0.45 longitudes de radiación, lo que puede ocasionar conversiones de fotones o emisión de *bremsstrahlung* por parte de electrones.

Con estas características, la TPC mide hasta un máximo de 16 puntos por traza para ángulos $38^\circ \leq \theta \leq 142^\circ$ y como mínimo tres puntos hasta ángulos de $20^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$. Las zonas muertas constituyen 2° en $\theta = 90^\circ$ y otros 2° en ϕ , en la separación entre sectores adyacentes.

La resolución para puntos individuales en trazas de sucesos hadrónicos es de $250 \mu\text{m}$ en el plano $R\phi$ y de $880 \mu\text{m}$ en la dirección z . El poder de separación entre dos puntos es de 1 cm.

La carga recogida por los hilos sensores procedente de los electrones ionizados permite medir la energía depositada por las partículas mediante ionización por unidad de longitud, $\frac{dE}{ds}$. Esta magnitud depende de la masa de cada partícula, lo que nos permite usar la TPC para identificar partículas. Con una resolución $\sigma \sim 6\%$, se obtienen separaciones entre e y π por encima de 3σ para momentos inferiores a $4.5 \text{ GeV}/c$, y separaciones entre π y K de 1σ por encima de $2 \text{ GeV}/c$. Sin embargo, y como ya se dijo al principio de la sección, la capacidad de la TPC para la identificación de partículas no es explotada al máximo debido al potencial de los detectores RICH en esta faceta.

2.2.2.4 Detector Exterior (OD)

El OD (*Outer Detector*) está situado inmediatamente a continuación del RICH del *barril* y su misión consiste en medir puntos de la traza lo más alejados posible para mejorar su resolución en momentos. Por otra parte, permite conocer con mayor precisión la posición en la que la partícula entra en el calorímetro electromagnético del *barril*. Esta formado por cinco capas de tubos de deriva, operados en modo *limited streamer*, con los tubos desfasados entre capa y capa, para evitar zonas muertas. Las capas están segmentadas en 24 sectores en ϕ .

Todas las capas proporcionan medida en $R\phi$ y tres de ellas información en z , por la medida de la diferencia de tiempos entre la llegada de los pulsos a ambos extremos de cada tubo. El OD se extiende, en la dirección radial, desde los 197 a los 206 cm, y su cobertura angular es de $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$. Su resolución para puntos individuales en $R\phi$ es de $110 \mu\text{m}$, mientras la resolución en z es de 3.5 cm.

2.2.2.5 Cámaras Delanteras A (FCA)

Las FCA (*Forward Chambers - A*) están divididas en dos brazos situados tras las tapas de la TPC, a una distancia del origen de 160 cm, cubriendo los ángulos polares $11^\circ \leq \theta \leq 32^\circ$ y $148^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. Cada brazo consiste en tres

módulos, cada uno formado por dos planos de cámaras de hilos desfasados entre sí, y operados en modo *limited streamer*. Los tres módulos están rotados 120° entre sí, proporcionando 2×3 coordenadas por traza. La resolución medida en LEP es de $300 \mu m$ por plano, con una eficiencia del 95%.

2.2.2.6 Cámaras Delanteras B (FCB)

Las FCB (*Forward Chambers - B*) se organizan en dos brazos en las tapas, situándose entre el RICH y el calorímetro electromagnético de la zona *hacia adelante*, a una distancia de 275 cm del punto de interacción en la coordenada z . Su misión, junto con las FCA, consiste en medir puntos adicionales en la trayectoria de las trazas cargadas, para complementar a los proporcionados por la TPC en esta región. Una medida precisa de los parámetros de la traza es de vital importancia para extraer la información correcta de los detectores RICH.

Cada brazo de las FCB está formado por dos cámaras de deriva en forma de semidisco, cada uno de ellos conteniendo 12 planos de hilos, separados 1.1 cm entre sí, y girados por pares 120° unos respecto a otros. De esta manera, proporcionan 4×3 puntos por traza, con una resolución para los parámetros de la traza en el plano xy de $150 \mu m$, y una eficiencia por plano del 80%.

2.2.2.7 Funcionamiento del sistema de reconstrucción de trazas

El elevado número de detectores de trazas en DELPHI requiere un delicado proceso de alineamiento entre ellos, para evitar posibles errores sistemáticos en la determinación de los parámetros de las trazas. Este alineamiento se realiza a partir de las trazas que los distintos detectores registran de un suceso $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Una vez alineado el sistema de trazas, se puede obtener la su resolución en momento, de nuevo usando sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Para la zona del *barril*, y usando todos los detectores allí situados (VD, ID, TPC, OD) se obtiene una resolución de

$$\sigma(1/p) = 1.1 \times 10^{-3} (\text{GeV})^{-1} \quad (2.5)$$

que corresponde a $\frac{\sigma(p)}{p} = 3\%$ para muones de 45.6 GeV . Para la zona *hacia adelante*, usando el ID, TPC, FCA y FCB en la reconstrucción de las trazas, la resolución obtenida es de

$$\sigma(1/p) = 3.7 \times 10^{-3} (\text{GeV})^{-1} \quad (2.6)$$

La resolución en esta región empeora debido al aumento del material pasivo respecto a la zona del *barril*. Esto potencia el efecto distorsionador de la dispersión múltiple, así como complica la asignación de los puntos detectados por los detectores a sus trazas correspondientes.

2.2.3 Calorímetros

Los calorímetros son detectores cuyo objetivo es la medida de la energía de las partículas, tanto neutras como cargadas, complementando de manera ideal a los detectores de trazas. Están formados por materiales densos de manera que las partículas, al atravesarlos, sufren una serie de interacciones sucesivas que dan lugar a una cascada de partículas secundarias. Midiendo la energía de estas partículas secundarias se puede obtener la energía de la partícula original.

Existen dos tipos de calorímetros: Electromagnéticos y hadrónicos. Los primeros miden la energía de partículas que producen cascadas electromagnéticas, como son el electrón y el fotón. Partículas con mayor poder de penetración, como hadrones y muones, solo depositan la energía correspondiente a un MIP *Minimum Ionising Particle*. DELPHI posee distintos calorímetros electromagnéticos en la zona del *barril* y en la zona *hacia adelante*, existiendo una región muerta entre ambos, correspondiente a $36^\circ \leq \theta \leq 43^\circ$ y $137^\circ \leq \theta \leq 144^\circ$, como se aprecia en la figura 2.6. Los calorímetros hadrónicos miden la energía de los hadrones, mientras que los muones sólo dejan en ellos la energía correspondiente a un MIP, escapando al exterior. Para ello, el material pasivo ha de ser lo suficientemente denso para que dichos hadrones sufran interacciones nucleares que puedan iniciar una cascada.

DELPHI ha puesto especial énfasis en la granularidad de sus calorímetros, con dos objetivos: En primer lugar, obtener una medida precisa de la posición de las cascadas asociadas a las partículas. En segundo lugar, se quiere medir el desarrollo de las cascadas dentro de los calorímetros, como método de identificación de partículas.

2.2.3.1 Calorímetro electromagnético del barril (HPC)

El HPC (*High-density Projection Chamber*) es un calorímetro de muestreo gaseoso que aplica la técnica de la proyección temporal para obtener una alta granularidad y resolución espacial. Está formado por 144 módulos organizados en 6 anillos dispuestos a lo largo del eje z en forma cilíndrica, con 24 módulos en cada anillo. El cilindro tiene un radio mínimo de 208 cm y un radio máximo de 260 cm, con una cobertura angular de $34^\circ \leq \theta \leq 137^\circ$. La separación entre módulos en z y ϕ es de 1 cm excepto en $\theta = 90^\circ$, en el que la separación es de 7.5 cm, debido a soportes del criostato existentes en esa región. Cada módulo está formado por 41 capas de plomo como material pasivo, que equivalen a ~ 18 longitudes de radiación (X_0). Cada capa está compuesta de hilos de plomo de forma trapezoidal pegados entre sí en la dirección $R\phi$, mientras que entre los espacios entre las capas circula una mezcla gaseosa. Cuando un electrón (positrón) o fotón entra en uno de los módulos, los electrones y positrones secundarios de la cascada electromagnética ionizan el gas entre las capas de plomo. Los electrones ionizados derivan a velocidad constante lo largo de la dirección z , hasta que son recogidos en una cámara proporcional en el extremo del módulo. El campo eléctrico de deriva se genera mediante la aplicación de

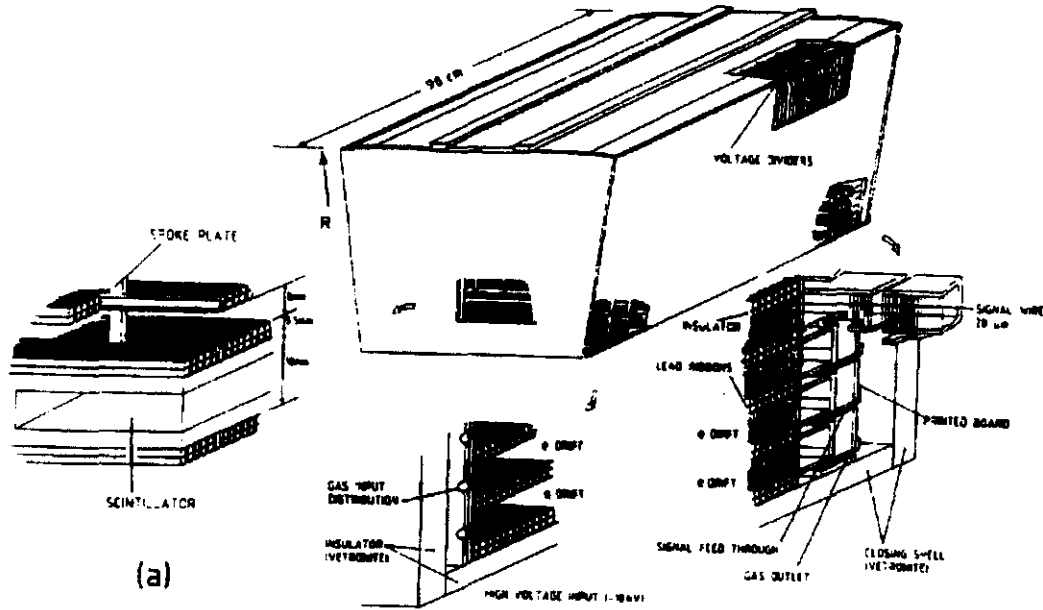


Figura 2.9: Detalle de uno de los módulos del HPC.

un gradiente de potencial entre los hilos adyacentes de plomo. Un esquema de uno de estos módulos se puede ver en la figura 2.9.

La cámara proporcional está formada por hilos sensores y *pads*, estos últimos hasta un total de 128, organizados en 9 filas en la dirección radial, con un ancho entre 2 y 8 cm, dependiendo de la fila. Como en la TPC, la coordenada z de los secundarios se obtiene a partir del tiempo de los electrones ionizados, mientras que las coordenadas R y ϕ se obtienen como media ponderada de las descargas en los distintos *pads*. En la figura 2.10 se puede apreciar la señal recogida por la cámara proporcional para un MIP. Por último, a una profundidad de $4.5 X_0$ se ha instalado un centelleador para contribuir al primer nivel de *trigger*.

Gracias a este esquema, las resoluciones angulares obtenidas para sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ son:

$$\sigma_\theta = 0.6 \text{ mrad} \quad (2.7)$$

$$\sigma_\phi = 3.1 \text{ mrad} \quad (2.8)$$

y la resolución energética es:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 6\% \quad (2.9)$$

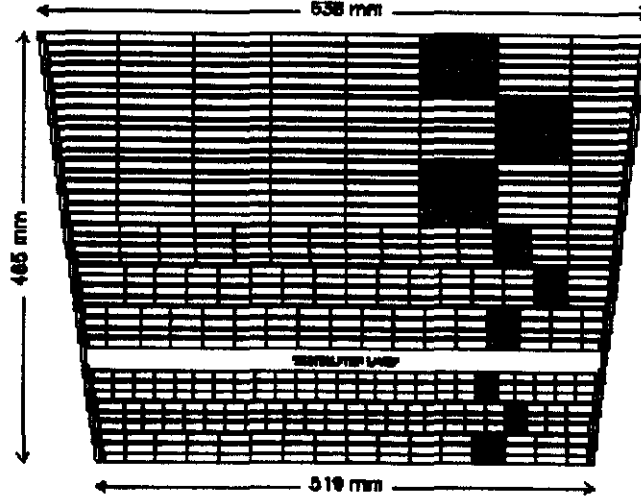


Figura 2.10: Patrón de señales recogidas en la cámara proporcional de un módulo del HPC tras el paso de un MIP.

La resolución energía por debajo de 45 GeV ha sido obtenida estudiando π^0 con un fotón convertido, que se reconstruye con gran precisión, y otro fotón en el HPC. El resultado obtenido es

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.043 \oplus \frac{0.33}{\sqrt{E}}\% \quad (2.10)$$

donde E está medido en GeV.

2.2.3.2 Calorímetro Electromagnético Delantero (FEMC)

El FEMC (*Forward ElectroMagnetic Calorimeter*) es un calorímetro de tipo homogéneo. Consta de dos brazos situados en las tapas, situados entre $|z| = 284 \text{ cm}$ y $|z| = 324 \text{ cm}$, cubriendo los ángulos polares $10^\circ \leq \theta \leq 36^\circ$ y $144^\circ \leq \theta \leq 170^\circ$. Cada brazo está compuesto de 4532 bloques de vidrio de plomo, en forma de pirámide truncada ($\sim 1^\circ \times 1^\circ$), con un espesor correspondiente a 20 longitudes de radiación. Los bloques se encuentran apuntando en una dirección cercana a la radial, con un pequeño desplazamiento (1°) para evitar que las partículas se puedan escapar entre dos bloques contiguos.

Cuando un electrón o fotón llega a un bloque, se produce la consabida cascada electromagnética. Pero en este caso es la radiación Čerenkov emitida por los secundarios de la cascada lo que nos permite obtener la energía del primario. Los fotón Čerenkov son recogidos por triodos especialmente diseñados para operar en el interior del elevado campo magnético de DELPHI.

Con este esquema, la resolución energética tiene la forma:

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.03 \oplus \frac{0.12}{\sqrt{E}} \% \quad (2.11)$$

con E medida en GeV . Por otra parte, la resolución medida para electrones de $45 GeV$ es de 4.8%, donde la resolución ha empeorado debido al material pasivo situado delante del FEMC.

2.2.3.3 Calorímetro Hadrónico (HAC)

El HAC (*HAdronic Calorimeter*) es un calorímetro de muestreo insertado en el yugo de retorno del iman, tanto en la zona del *barril* como en las tapas. Cubre la mayor parte del ángulo sólido, con $11^\circ \leq \theta \leq 169^\circ$. La zona del *barril* ($52^\circ \leq \theta \leq 128^\circ$) está segmentada en 24 sectores, cada uno con 20 capas de detectores operando en modo *limited streamer*, de 2 cm de grosor, intercaladas entre láminas de 5 cm de hierro. Esto supone una longitud equivalente 6 longitudes de interacción para piones. Las tapas tienen la misma modularidad que el *barril*, si bien con 19 capas en la dirección z . En ambas zonas, la lectura se agrupa en *torres*, cubriendo la región $\Delta\theta \simeq 3^\circ$ y $\Delta\phi \simeq 3.75^\circ$. En la región del *barril*, la resolución en energía es

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 0.21 \oplus \frac{1.12}{\sqrt{E}} \% \quad (2.12)$$

con E medida en GeV .

2.2.4 Cámaras de Muones

Son simples detectores gaseosos situados tras el HAC, cuya misión consiste en detectar muones, las únicas partículas con suficiente poder de penetración para atravesar el mencionado calorímetro hadrónico.

2.2.4.1 Cámaras de Muones del Barril (MUB)

Cubre la región angular $28^\circ \leq \theta \leq 152^\circ$ y están compuestas por tres capas de cámaras de deriva organizadas en 24 sectores, correspondiendo éstos, en las dos capas más internas, a los sectores del HAC. La tercera capa está desfasada 7.5° respecto a las otras dos para evitar zonas muertas. La capa más interna está situada dentro del yugo del iman, tras 90 cm de hierro, y consta de tres planos desfasados entre sí, de los cuales solo dos son leídos, quedando uno de reserva. La capa externa y la periférica, ya fuera del yugo del iman, tiene dos planos de hilos cada una. Todas las cámaras son operadas en modo proporcional, obteniendo la coordenada z por la diferencia de tiempos en la llegada de los pulsos a los extremos del hilo. La coordenada $R\phi$ se obtiene por el tiempo de deriva hasta el hilo. Las resoluciones obtenidas son $\sigma_{R\phi} = 4mm$ y $\sigma_z = 5mm$, con una eficiencia para cada cámara del 95%.

2.2.4.2 Cámaras de Muones Delanteras (MUF)

Consisten en dos capas de cámaras de deriva en capa tapa del detector, cubriendo la región angular $15^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$ y $135^\circ \leq \theta \leq 165^\circ$. En cada brazo, la capa más interna está situada dentro del HAC, tras 85 cm de hierro. La capa externa se sitúa 30 cm más lejos (en la dirección z), tras los últimos 20 cm del HAC y el centelleador de la zona *hacia adelante*. Cada capa esta formada de 4 cuadrantes, y en cada cuadrante hay dos planos de cámaras de deriva, ortogonales entre sí. Las cámaras funcionan en el modo *limited streamer* y miden las coordenadas x e y a partir del tiempo de deriva hasta el ánodo, y de los tiempos de propagación hasta ambos extremos del cátodo. La resolución obtenida es $\sigma_{x,y} = 3mm$, con una eficiencia en torno al 90 % para cada plano de cámaras.

2.2.5 Contadores Čerenkov

DELPHI ha hecho especial énfasis en la identificación de partículas en el estado final, especialmente hadrónicas. Para ello cuenta con contadores Čerenkov de imagen anular (RICH, *Ring Imaging CHerenkov*). Su principio de funcionamiento se basa en el hecho de que una partícula cargada viajando por un medio a una velocidad mayor a la de la luz en ese medio emite radiación en el rango del UV (radiación Čerenkov). El ángulo de emisión de la luz θ_c es proporcional a la velocidad de la partícula. Por lo tanto, combinando esta medida con el momento obtenido a partir de las cámaras de trazas podemos obtener la masa de la partícula. En DELPHI se han combinado medios de distinto índice de refracción (radiador líquido y radiador gaseoso), para poder realizar la identificación en el mayor rango de momentos, desde 0.7 GeV hasta 25 gv.

2.2.5.1 Detector RICH del Barril (BRICH)

El BRICH (*Barrel RICH*) está situado inmediatamente tras la TPC, con un radio interior de 123 cm y un radio exterior de 197 cm, con una cobertura angular de $40^\circ \leq \theta \leq 140^\circ$. Está dividido en dos mitades, para $z > 0$ y $z < 0$, y cada una contiene 24 sectores. Esquemáticamente, cada sector está formado, de dentro a fuera, por una capa de 1 cm de espesor, llena de radiador líquido (C_6F_{14}), cuya pared exterior es de cuarzo, transparente al UV. A continuación se encuentra una cámara de deriva, llena de gas fotosensible ($CH_4/C_2H_6 + TMAE$), que se ioniza al paso de los fotón Čerenkov. Ambas paredes de la cámara están construidas también con cuarzo. Por último, una cámara llena de radiador gaseoso (C_5F_{12}), incluyendo 6 espejos parabólicos montados sobre el espejo exterior.

El modo de operación es el siguiente: Cuando una partícula cargada atraviesa el delgado radiador líquido emite radiación Čerenkov en un cono bien definido. Los fotón Čerenkov llegan a la cámara de deriva formando un anillo, e ionizan el gas produciendo foto-electrones, que derivan a una velocidad constante en

la dirección z , hasta que son recogidos en el extremo por una MWPC. Cuando la partícula entra en el radiador gaseoso, de nuevo emite luz Čerenkov, que es focalizada por espejos en la cámara de deriva. La cámara de deriva opera como una TPC, por lo que se realiza una reconstrucción tridimensional de la sección cónica. Por último, tras la tarea nada trivial de asociar la extrapolación de las trazas a sus correspondientes anillos, se puede obtener θ_c . Esta medida junto con el momento permite calcular las probabilidades para las distintas partículas: e, μ, π, K, p . En la figura 2.11 se observa un esquema del detector así como el principio de su funcionamiento.

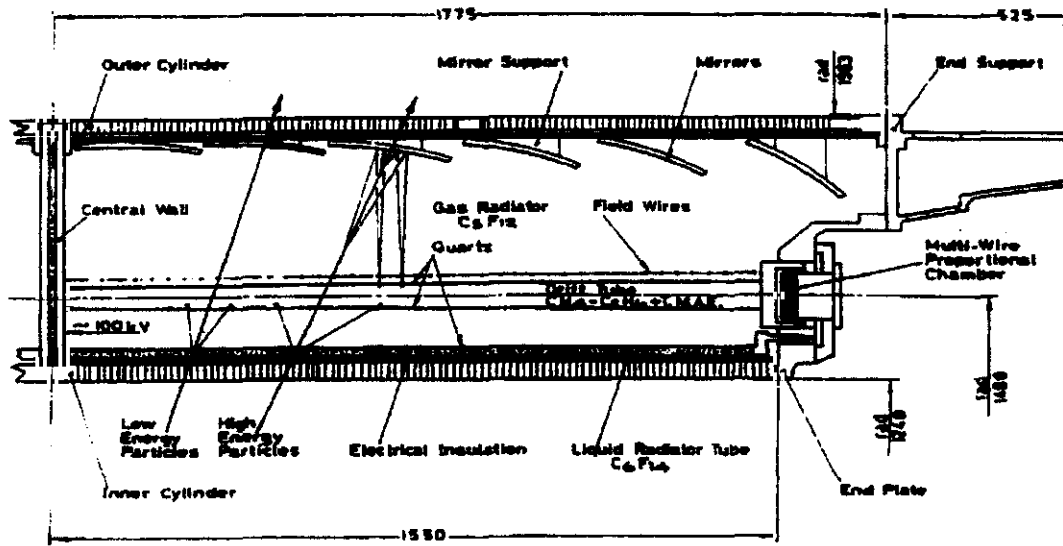


Figura 2.11: Esquema de la geometría y modo de operación del BRICH.

En su operación durante 1994, su funcionamiento ha sido estable, obteniéndose, para sucesos $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, 14 foto-electrones por traza en el radiador líquido y 8 en el radiador gaseoso. Esto ha permitido obtener una resolución en θ_c de 5.2 mrad en el radiador líquido y 1.5 mrad en el radiador gaseoso.

2.2.5.2 Detector RICH Delantero (FRICH)

El FRICH (*Forward RICH*) consta de dos brazos, situados en la zona delantera y trasera, entre la FCA y la FCB, cubriendo el ángulo polar $14^\circ \leq \theta \leq 34^\circ$ y $146^\circ \leq \theta \leq 176^\circ$. Aplicando el mismo principio y siguiendo el mismo esquema que el BRICH, su construcción es distinta a la de éste debido a la geometría especial de la zona delantera y al cruce entre los campos eléctrico (de deriva) y magnético (del solenoide). Cada tapa consiste en dos semiconos truncados, segmentado en 12 sectores en la dirección azimutal. Cada sector contiene una cámara de deriva, dos MWPC, tres radiadores líquidos y 5 espejos, montados en la pared más externa de la cámara que contiene el radiador gaseoso. El detector opera a 1 atm , con C_6F_{10} y C_6F_{12} como radiadores líquido y gaseoso

y $C_2H_6 + TMAE$ como gas de deriva fotosensible. Los resultados obtenidos en 1994 reflejan una producción de 7 fotoelectrones por traza en el radiador líquido y 8 en el radiador gaseosa, con resoluciones en θ_c de 5.0 y 1.2 mrad respectivamente.

2.2.6 Monitores de Luminosidad

DELPHI posee dos detectores de luminosidad, uno para monitoreo rápido (VSAT) y otro situado a mayor ángulo, pero con mayor precisión (SAT). Ambos realizan su misión a partir de la medida de la sección eficaz *bhabha* a bajo ángulo. La elevada sección eficaz de este proceso en esa región angular (dominado por la dispersión elástica) y el conocimiento preciso de su valor teórico, permiten obtener la luminosidad con un error muy pequeño.

2.2.6.1 Detector a Bajo Angulo (SAT)

El SAT (*Small Angle Tagger*) es un calorímetro electromagnético que consta de dos brazos, situados a partir de $|z| = 2.5\text{ m}$, y que cubren la región angular entre 43 y 135 mrad en θ . Cada brazo está formado por capas concéntricas de plomo y fibras plásticas centelleadoras, de 1 mm de diámetro, colocadas en la dirección del eje z , con un total de $28 X_0$. La granularidad necesaria se obtiene dividiendo cada brazo en 8 anillos, los 4 interiores divididos en sectores de 15° , y los 4 exteriores divididos en sectores de 7.5° . Con el objeto de definir con precisión la aceptación del detector, clave en la medida de la luminosidad, se ha incluido una máscara de plomo de $10 X_0$ en uno de los brazos. La resolución obtenida por un prototipo en la energía de los electrones fue de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (1.2^2 + \frac{11.4^2}{E})^{\frac{1}{2}} + 2.3\text{en}\% \quad (2.13)$$

donde E está medido en GeV.

2.2.6.2 Detector a Muy Bajo Angulo (VSAT)

El VSAT (*Very Small Angle Tagger*) se encuentra a una distancia de $|z| = 7.7\text{ m}$, dentro ya del túnel de LEP, junto a los cuadrupolos superconductores, y cubre los ángulos entre 5 y 7 mrad. Cada brazo del detector consiste en un calorímetro electromagnético con 12 capas de tungsteno ($24 X_0$) y 3 de silicio, proporcionando una medida de la energía de los electrones con una resolución del 5%.

Su situación dentro del túnel del acelerador le permite controlar el ruido producido por el haz en los detectores de DELPHI.

2.2.7 Centelleadores

Son detectores cuya misión consiste en proporcionar señales rápidas que puedan ser incorporadas al primer nivel de *trigger*.

2.2.7.1 Detector de Tiempo de Vuelo (TOF)

El TOF *Time Of Flight* se encuentra en la zona del *barril*, a una radio medio de 310 cm, inmediatamente despues del solenoide, con una covertedura angular de $41^\circ \leq \theta \leq 139^\circ$. Esta formado 172 láminas rectangulares ($350 \times 20 \times 1.9$ cm) de plástico centelleador, distribuidas en dos hemisferios. Ademas de su colaboración en el *trigger*, permite identificar muones cósmicos por la diferencia de tiempos de señales prodicidas en láminas diametralmente opuestas. Por otro lado, el TOF está rotado 7.5° respecto al HPC, lo que le permite detectar las partículas que escapan por las zonas muertas que aquél deja en la coordenada ϕ . Sus parámetros característicos son:

$$\sigma_t \simeq 3 \text{ ns} \quad (2.14)$$

$$\sigma_z \simeq 30 \text{ cm} \quad (2.15)$$

$$\varepsilon_{mip} \simeq 80\% \text{ (zona activa)} \quad (2.16)$$

2.2.7.2 Hodoscopio Delantero (HOF)

El HOF (*HOdoscope Forward*) está formado por dos capas de centelleadores en las tapas del detector, entre el calorímetro hadrónico y las ámaras de muones. cada brazo está formado por láminas de $450 \times 20 \times 2$ cm, montadas en cuadrante. De nuevo su función principal es contribuir al *trigger* de muones, así como identificar los muones procedentes del halo del haz, usados para calibración y alineamiento por otros detectores.

2.3 Sistema de Toma de Datos

Este sistema de toma de datos de DELPHI se compone de dos elementos fundamentales, íntimamente ligados entre sí: El sistema de decisión (*trigger*) y el sistema de lectura (DAS). Una descripción detallada de ambos sistemas aparece en la referencia [55].

Un experimento del tamaño de DELPHI ($\sim 200,000$ canales electrónicos, 1 Mbyte por suceso), operando a una elevada luminosidad ($\sim 2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) y vertiginoso ritmo de cruce de haces (cada 22 μm) requiere un sistema de toma de datos que procese las señales de los detectores a la suficiente velocidad. Por otro lado, el elevado número de subdetectores hace necesario una estandarización. Para acomodar ambos retos, DELPHI ha adoptado el estandar *fastbus* [58] para el procesado de señales, tanto para el sistema de decisión como para el de lectura.

2.3.1 Sistema de decisión (*trigger*)

La elevada luminosidad a la que opera LEP, de $1.1 (2.6)^2 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ conduce a que el ritmo esperado de sucesos del tipo $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f^+f^-$ (que son los que nos interesan) en torno a 0.4 (1) *Hz*. Sin embargo, existen otros procesos que pueden producir señales en el detector a una frecuencia mucho mayor, tales como ruido producido por el detector (interacciones entre las partículas del haz con gas remanente en el tubo, radiación sincrotrón, etc) o ruido electrónico en los detectores. El almacenamiento de esta información, en su mayor parte irrelevante, haría imposible su análisis posterior. Por otro lado, la lectura de toda la información producida por los distintos detectores requiere un tiempo finito, durante en cual no se pueden registrar nuevos sucesos (*tiempo muerto*). Así pues, si tenemos al detector ocupado leyendo ruido, podemos estar perdiendo sucesos de interés físico.

Por todo lo antes expuesto, es necesario un sistema que decida si el suceso es bueno, disparando (*trigger* - gatillo) la lectura de las señales registradas por los detectores. Dada la elevada frecuencia a la que se produce el cruce de haces (BCO - *Beam Cross Over*), en torno a los 22 (11) μm , el sistema de decisión ha de ser muy rápido, para perder el menor número de BCOs posible. Por otro lado, queremos que el *trigger* tenga una eficiencia muy próxima al 100% para los sucesos de interés esperados. Por último, este sistema ha de ser lo suficientemente abierto para permitir el registro de sucesos *raros*, pero que puedan suponer la signatura de procesos físicos no conocidos.

2.3.1.1 Esquema de operación del *trigger*

Con el fin de minimizar el número de BCOs en los que la toma de datos permanece inactiva, DELPHI ha diseñado un sistema de *trigger* estructurado en 4 niveles (T1 - T4), aumentando el tiempo de respuesta y reduciendo el número de sucesos seleccionados.

Los niveles T1 y T2 [59] son sincrónicos con el haz y requieren una electrónica dedicada (Sistema Supervisor del *Trigger*) para producir una respuesta a la suficiente velocidad. La decisión del T1 se produce a los 3 μm del BCO, obteniéndose en base a la información de detectores de respuesta rápida como los centelleadores o detectores gaseosos de corto tiempo de deriva. Si la respuesta del T1 es negativa (T1_NO), el sistema está listo para tomar datos al siguiente BCO. Cuando la respuesta es positiva (T1_YES) la frecuencia se reduce de los 45 *KHz* iniciales hasta los 500 *Hz*. En ese caso, entra en funcionamiento el T2, que toma una decisión en 39 μm . Esa decisión se toma a partir de las señales más precisas (y más lentas) de los detectores de largo tiempo de deriva (TPC $\simeq 20 \mu\text{m}$, HPC $\simeq 10 \mu\text{m}$), así como de señales más elaboradas de otros detectores que ya contribuyeron al T1. En caso de T2_NO, el sistema está preparado para la toma de datos habiendo perdido sólo 1 (3)

²A lo largo de esta sección, las cantidades sin paréntesis y entre paréntesis corresponden a la operación de LEP con 4 u 8 paquetes por haz, respectivamente.

BCOs. En caso de *T2.YES*, los datos acumulados en los FEB (*Front End Buffers*, de los que hablaremos más adelante) son transferidos a otra memoria, quedando el detector preparado para una nueva lectura. El tiempo que tarda en liberarse los FEBs es de unos 4 ms, lo que supone un tiempo muerto mínimo del 2.5 %. El filtro que supone la respuesta afirmativa del T2 reduce la frecuencia de 500 Hz a 4 Hz, por debajo de los niveles máximos a los que puede operar el sistema de lectura (~ 8 Hz).

Los niveles T3 y T4 son asíncronos con el BCO, evaluándose por *software* en paralelo con la lectura de nuevos sucesos, por lo que no añade tiempo muerto. El T3 [60] está distribuido en el sistema de lectura, elaborando una decisión final a partir de decisiones parciales de cada subdetector. Supone un refinamiento de las decisiones tomadas por los niveles de *trigger hardware*, T1 y T2. Su tiempo de procesamiento llega hasta los 30 ms por suceso, reduciendo la frecuencia a 2 Hz. El T4 [61] está basado en la información completa del suceso, y su misión consiste en identificar sucesos físicos, así como rechazar sucesos vacíos. El T4 identifica como vacíos la mitad de los sucesos que le llegan, aunque no se aplica a un 20% de los sucesos, que han sido inequívocamente identificados por el T3.

2.3.1.2 Sistema Supervisor del Trigger (TS)

El TS (*Trigger Supervisor*) es el sistema recoge la información de los distintos subdetectores para emitir las decisiones T1 y T2. Asimismo, envía a los subdetectores las respuestas consecuentes con las decisiones (reinicialización o lectura de los datos). Está formado por una serie de módulos centrales y otros locales (asociados a cada subdetector), basados, como ya se adelantó, en la arquitectura *fastbus*:

- Módulos centrales

- PYTHIA [62]

- Es el supervisor de la decisión del *trigger*. Recibe la información de los detectores a través de líneas especiales (TDL - *Trigger Data Lines*) y, en base a una lógica programable, emite la decisión de T1 y T2.

- ZEUS [63]

- Es el supervisor de control del *trigger*. Recibe las señales de PYTHIA y la reenvía a los distintos subdetectores. Asimismo, envía las señales temporales que sincronizan los subdetectores.

- Módulos locales

- LTS-DB.

- Es el supervisor local de la decisión del *trigger* (*Local Trigger Supervisor - Decision Box*). Elabora la señal que se envía a PYTHIA

en base a la información de los distintos módulos del subdetector correspondiente.

– PANDORA [64]

Es el supervisor local de control del *trigger*. Recibe las señales de ZEUS, controlando así la toma de datos de cada subdetector.

2.3.1.3 Componentes de T1 y T2

Las señales enviadas por los distintos subdetectores a PYTHIA se clasifican según su función en los llamados *subtriggers*, que siguen la siguiente clasificación [65]:

- **Subtrigger de trazas**

Está formado por las señales procedentes de TPC, ID, OD, TOF, en la zona del *barril*, y por FCA/B y de nuevo TPC para la zona *hacia adelante*. En el primer nivel, sólo ID, OD y TOF proporcionan señales en la zona *barril*, debido al largo tiempo de deriva de la TPC. En la zona *hacia adelante* sin embargo, a las señales de FCA/B se le añaden las de la TPC, producidas por el paso de las trazas por la zona de hilos sensibles en las tapas.

- **Subtrigger de muones**

Está formado por el MUB en la zona *barril* y el MUF y el HOF en la zona *hacia adelante*. El MUB contribuye tanto a T1 como a T2. Mientras, el MUF solo contribuye a T2 por su largo tiempo de deriva, siendo el HOF el que proporciona señal en el primer nivel.

- **Subtrigger electromagnético**

Lo forman el HPC y el FEMC. El HPC proporciona señal para T1 a partir de los *celleadores* inmersos en cada módulo, y para T2 mediante una rápida reconstrucción temporal de la forma de la cascada. El FEMC proporciona señal para T1 y T2 mediante señales con diferente umbral energético.

- **Subtrigger hadrónico**

Al igual que el FEMC, el HAC contribuye a T1 y T2 mediante señales con diferentes umbrales de energía.

- **Subtrigger de bhabhas**

Se compone de las señales producidas por el SAT y el VSAT. En el primero, las señales se producen al superar ciertos umbrales de energía. En el segundo, a la exigencia de una energía mínima se le añade la coincidencia entre módulos opuestos.

• Trigger de B1

Se genera a partir de la combinación de diversos detectores, cuyas señales se correlacionan en la barraca B1 mediante módulos NIM. Los detectores que entran en juego son OD, TOF, HPC, FEMC, FCA/B y HOF. El *trigger* de B1 es enviado a PYTHIA como cualquier otra de las señales que allí se combinan para obtener la decisión final.

2.3.2 Sistema de Lectura (DAS)

En lo que se refiere a la toma de datos, DELPHI se divide en *particiones*. En general, cada partición engloba un detector, existiendo una partición específica para los módulos centrales del TS y otra para la coordinación central del DAS. Como ya dijimos, el DAS está basado en la arquitectura *fastbus*. Los pulsos electrónicos producidos por los detectores son leídos por módulos que se encargan de transformarlos en señales temporales (TDC - *Time to Digital Converter*) o cargas totales integradas (ADC - *Analog to Digital Converter*). Estos módulos son leídos y coordinados por tarjetas maestras denominadas FIPs (*Fastbus Intersegment Processor*), en comunicación con las PANDORAs de cada partición. Los FIPs están conectados via *Ethernet* a los ordenadores centrales de la adquisición, en la superficie, para conexión remota y carga de programas.

El proceso de adquisición de datos se divide en tres etapas principales: Decisión de los niveles de *trigger* síncronos, etapa principal de lectura y escritura final del suceso.

En la primera etapa, ZEUS, con un adelanto fijo sobre el BCO, manda una señal a cada detector. Está llegan a PANDORA, que genera señales de aviso a los distintos módulos. Tras el cruce de los haces, las señales se van acumulando en los FEB (*Front End Buffers* - Memorias temporales de los módulos de adquisición). La LTS-DB lee la información de esos *buffers* y produce señales que se envían a PYTHIA, para emitir las decisiones de T1 y T2. Si alguna de las respuestas es negativa, la lectura se interrumpe y los FEBs son reinicializados. Tras una respuesta positiva del T2, los datos son transferidos al CEB (*Crate Event Buffer*), bajo el control del proceso LES (*Local Event Supervisor*), que se ejecuta en el FIP. Este proceso dura ~ 4 ms, tras los cuales el sistema está listo para leer un nuevo suceso.

La etapa principal de lectura se sucede de manera asíncrona con el BCO. En ella, el LES copia los datos al MEB (*Multi Event Buffer*) siendo duplicados en el SEB (*Spy Event Buffer*), donde pueden ser inspeccionados por los ordenadores de los distintos detectores. Durante este proceso, los datos son sometidos a una supresión de ceros y un formateo. En paralelo, el FIP ejecuta los procesos correspondientes al tercer nivel de *trigger* local (LT3P). Estas decisiones parciales son enviadas a la partición central, donde se combinan para emitir una decisión global. Si está es negativa, se interrumpe la transferencia de datos hacia el MEB, reinicializándolo. La secuencia completa de esta segunda

fase dura ~ 30 ms.

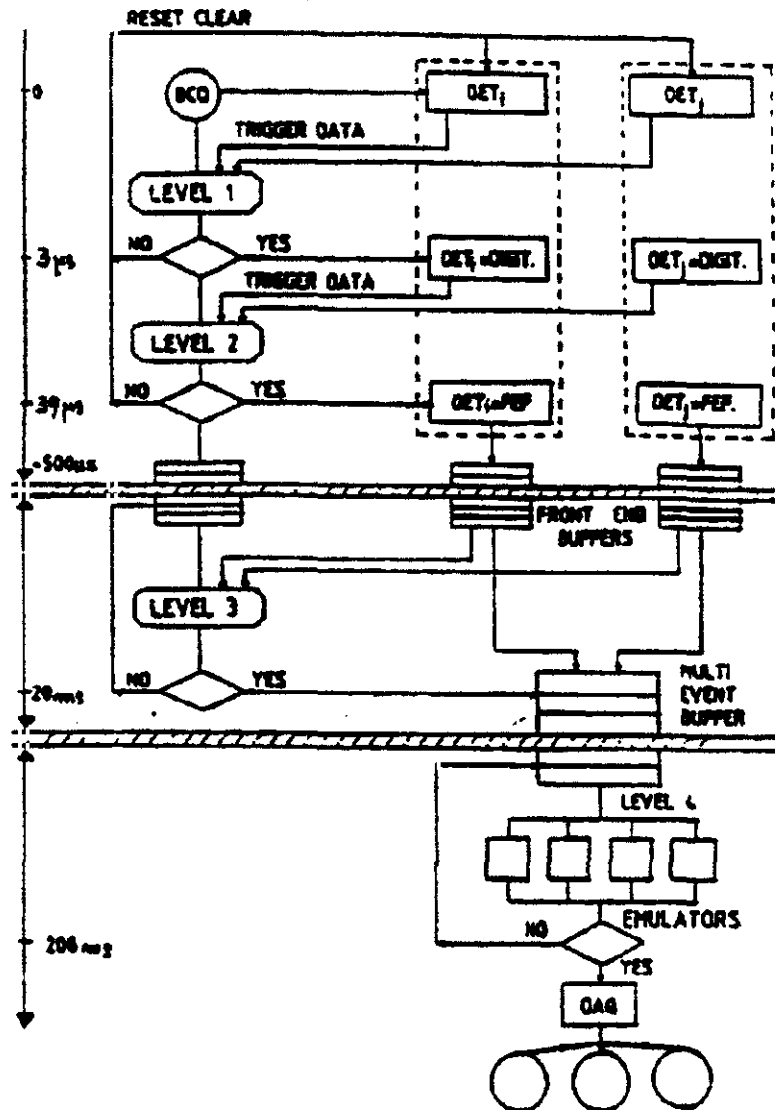


Figura 2.12: Esquema de funcionamiento en paralelo del *trigger* y el DAS.

Por último, la información de los distintos detectores, recogida en los MEBs, es ensamblada por el GES (*Global Event Supervisor*), que la almacena en el GEB (*Global Event Buffer*), formateando el suceso completo en bancos ZEBRA. Esta información es leída por el T4, que se ejecuta en tres emuladores 3081/E. Su resultado, junto con el resto del suceso, es enviado por fibra óptica a los ordenadores del centro de control, en la superficie, desde donde son grabados a soporte magnético.

Una visión esquemática del funcionamiento en paralelo del sistema de *trigger* y del DAS puede apreciarse en la figura 2.12.

2.4 Reconstrucción de sucesos

La información del suceso proporcionada por el sistema de toma de datos contiene básicamente datos producidos por los módulos electrónicos (datos *crudos*), como pueden ser señales de carga recogidas por los ADCs o señales temporales digitalizadas recogidas por los TDCs. Para extraer el contenido físico de esta información, los miembros de la colaboración DELPHI han creado programas informáticos, que, a partir de las constantes de calibración de los diversos subdetectores, reconstruyen las partículas finales de cada suceso.

La información de los sucesos reconstruidos es organizada siguiendo el formato ZEBRA [66], extendiendo las capacidades del FORTRAN al manejo de bancos de datos estructurados, de longitud variable

Descripción del detector

Los programas de reconstrucción necesitan de una descripción pormenorizada de la geometría del detector, así como de las constantes de calibración. Estas nos permiten traducir, por ejemplo, la carga recogida por un ADC en dE/dx dejado por una partícula al atravesar la TPC. Estas constantes son obtenidas mediante un primer análisis de los datos crudos. Todas estas constantes, así como sus fechas de validez son almacenadas en una base de datos de formato KAPAK [67]. La administración y acceso a esta base de datos se realiza a partir del sistema de rutinas CARGO [68], desarrolladas por DELPHI.

Estructura de los datos

Durante la reconstrucción del suceso, los bancos ZEBRA son organizados en una superestructura, definida y gestionada por el sistema TANAGRA [69] (*Track ANalysis And GRaphics*). Este sistema proporciona una estructura para almacenar los datos de suceso, VETBAS (*VErtex and Track Basic Structure*) en forma de trazas y vértices, independientemente de los subdetectores. Asimismo, provee de un conjunto de rutinas para el manejo de la información de vértices y trazas.

Reconstrucción del suceso

La reconstrucción del suceso es llevada a cabo por un programa informático DELANA [70] (*DELphi ANAlisis*), que se apoya en TANAGRA para la organización y manejo de los datos.

Al inicio de la reconstrucción, DELANA lee la base de datos para acceder a las constantes de calibración y de la geometría de los detectores.

La primera etapa de reconstrucción se realiza a nivel de cada subdetector por separado. Las señales electrónicas son transformadas, con ayuda de las constantes antes mencionadas, en puntos tridimensionales en las cámaras de trazas y depósitos de energía en los calorímetros (TD - *Track Detector*). Los

TDs son posteriormente combinados para obtener elementos de traza y cascadas en los calorímetros (TE - *Track Element*). Para finalizar esta etapa, los elementos de traza de los distintos subdetectores se agrupan y, a partir de métodos de ajuste, obtener las trazas (TK). Estos son extrapolados a las superficies de referencia de los detectores para su posterior uso.

En una segunda etapa, las extrapolaciones de los TKs a las cámaras de traza son comparadas con los TEs locales, resolviendo ambigüedades y mejorando medidas. Con esta información mejorada se reajustan las trazas y se extrapolan a los calorímetros para asociar las cascadas a sus trazas correspondientes. Las cascadas no asociadas son consideradas como neutros (fotón, neutrones, etc). El siguiente paso consiste en continuar la extrapolación de las trazas hasta los detectores de identificación de partículas, como son los detectores RICH y las cámaras de muones, así como asociar a cada traza la información de dE/dx de la TPC.

La última etapa de la reconstrucción consiste en un agrupamiento de trazas, que son ajustadas en busca del vértice primario (TV). Los neutros de los calorímetros son añadidos al vértice encontrado recalculando sus parámetros. Este esquema se resume en la figura 2.13.

Para finalizar, se realiza una clasificación somera de los sucesos, separando los sucesos leptónicos en base a unos criterios muy suaves sobre el número de trazas (esencialmente $N_{TK} < 7$ [71]). Como resultado, DELANA produce dos muestras de datos, una con todos los sucesos analizados, y una segunda en la que únicamente aparecen los sucesos clasificados como leptónicos.

Simplificación y perfeccionamiento de los datos

El volumen de información que DELANA proporciona para cada suceso (~ 200 Kbytes por suceso hadrónico) es demasiado grande para su manejo, sobre todo en el estudio de procesos de elevada estadística. El programa PXDST realiza una simplificación, transformando la estructura TANAGRA en bancos ZEBRA, organizados en vértices (PV) y trazas asociadas a ellos (PA). A cada traza se le asocia, por una lado, información esencial, como el momento y la energía de la partícula, y por otro, información opcional, como la respuesta en los calorímetros o los impactos asociados en las cámaras de muones. Esta estructura recibe el nombre de DST [72] (*Data Summary Tape*).

A partir de esta información condensada, pero con el mayor significado físico, distintos grupos de trabajo en DELPHI realizan ajustes finos en las respuestas de los distintos subdetectores y en los algoritmos de reconstrucción. Por otro lado, se combina la información de distintos subdetectores para una identificación efectiva de las partículas en el estado final. Esta nueva información permite obviar parte de la existente en la DST, obteniendo un formato aun más resumido (ShortDST). En el caso de la muestra leptónica, de menor volumen, esta información ha sido añadida a la de la DST, formando la LongDST, con el objeto de verificar los cambios introducidos en este ajuste fino.

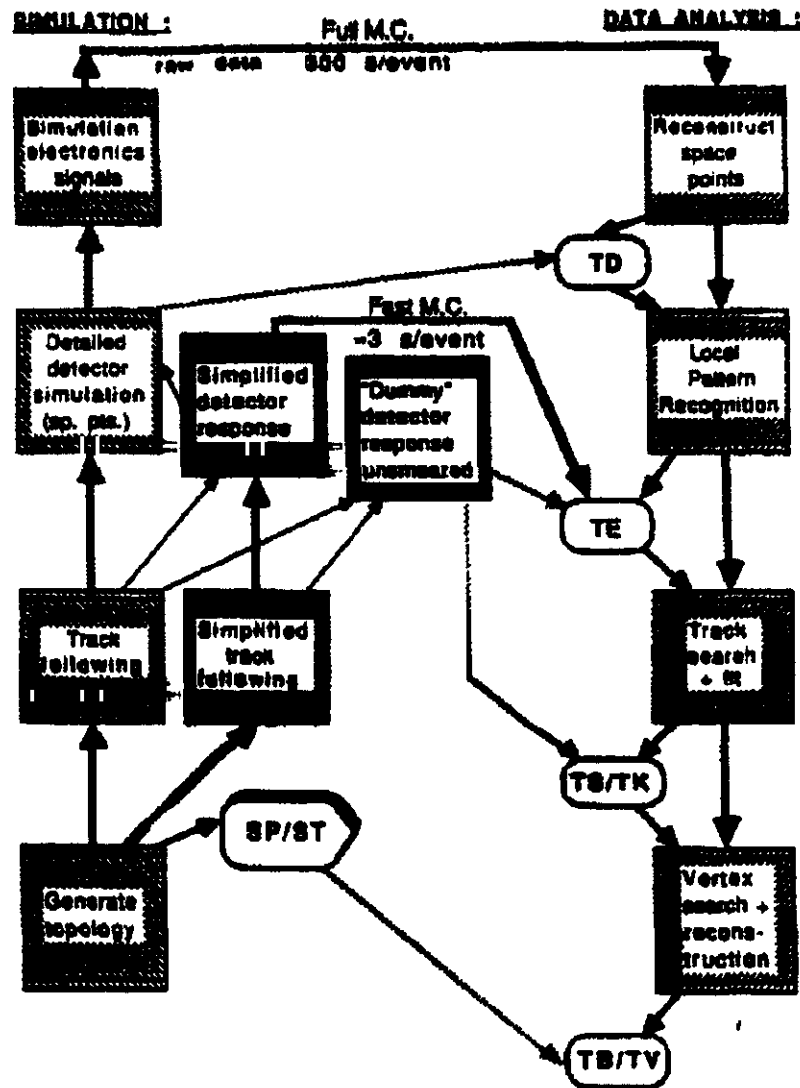


Figura 2.13: Esquema de funcionamiento de DELANA y su interacción con DELSIM.

Análisis común de datos

La decodificación de la información en los bancos ZEBRA, común a todos los análisis de datos realizados en DELPHI, se realiza mediante el programas de uso general UX. Recientemente, las capacidades de UX han sido mejoradas con un nuevo programa, PHDST [73].

Por otro lado, el grupo de trabajo responsable de la física del leptón τ ha venido desarrollando un conjunto de rutinas (PJTAG) para el preanálisis de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Con ello, se permite una fácil comprobación de los resultados de los distintos análisis, así como su posterior combinación.

Visualización gráfica

La colaboración DELPHI ha desarrollado un programa de visualización tridimensional de sucesos, denominado DELGRA [74] (*DELphi GRaphics*). Su objetivo consiste en ayudar a la comprensión de la respuesta del detector y de los procesos físicos bajo estudio. DELGRA visualiza en tres dimensiones los bancos creados por TANAGRA y PXDST, desde los puntos en el espacio (TDs), hasta los vértices (PVs) y trazas (PAs) de la DST. Incorpora asimismo algoritmos para el análisis interactivo del suceso como reajuste de trazas, reconstrucción de *jets* y cálculo de masas invariantes y energía faltante.

Recientemente, se ha realizado una mejora substancial de DELGRA [75], tanto a nivel de *software*, con su adaptación al estandar X11, como a nivel de análisis, potenciando los algoritmos de reconstrucción de magnitudes físicas relevantes. En los siguientes capítulos se muestran varios sucesos obtenidos mediante este programa.

2.5 Simulación de sucesos

La simulación de sucesos por métodos de MonteCarlo viene impuesta por dos razones: Por un lado, la imposibilidad de expresar analíticamente las distintas interacciones de los estados finales con el detector, de carácter aleatorio en la mayor parte de los casos. Por otro lado, la necesidad de comparar la teoría con los experimentos en pie de igualdad, ya que no se pueden aplicar cortes experimentales a la sección eficaz del proceso bajo estudio.

Otras aplicaciones más directas del uso de sucesos simulados son el cálculo de eficiencias de selección o de las proporciones de contaminación. Y, en un orden más técnico, permite la depuración de los programas de análisis.

La simulación de sucesos consta de dos etapas:

- **Generación de sucesos**

Se generan, usando métodos de Monte Carlo, los sucesos físicos de interés, con todas sus características cinemáticas y dinámicas.

- **Simulación del detector**

Se simula la respuesta de los distintos módulos del detector al paso de las partículas finales.

La generación de los distintos procesos estudiados en la presente memoria ha sido previamente descrita en §1.2.2, por lo que no nos extenderemos más aquí.

2.5.1 Simulación del detector

El programa de simulación detallada del detector DELPHI se denomina DELSIM [76] (*DELphi SIMulation*). Su misión es reproducir lo más fielmente posible el paso de las partículas finales por el detector. Para ello tiene en cuenta

todos las interacciones que éstas sufren: *bremsstrahlung*, dispersión múltiple, emisión de luz Čerenkov, etc. Más aun, se intentan reproducir todos los posibles sesgos introducidos por el detector (aceptancia del detector, módulos en mal estado, etc) para que la simulación se parezca lo más posible a la respuesta real del detector. Por último, se simulan también las señales electrónicas que el detector produce y la digitalización que de ellas realizan las tarjetas del sistema de adquisición.

La salida de DELSIM se guarda en el mismo formato ZEBRA que los datos reales crudos y se procesa con la misma versión de DELANA (ver figura 2.13), para asegurar la máxima veracidad en la muestra de sucesos simulados. A cada suceso simulado se le añade, sin embargo, la información relevante de la generación, así como de la simulación del detector.

Capítulo 3

Selección de sucesos

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$$

El objetivo de este capítulo es detallar la selección que hemos hecho de sucesos con dos leptones τ y un fotón en el estado final. Como ya hemos explicado en el primer capítulo, nuestro propósito al estudiar procesos con un fotón en el estado final, ya sea acoplándose directamente al Z^0 o al leptón τ , es verificar las correcciones radiativas de QED. Desviaciones respecto al Modelo Estándar nos darían indicios de *nueva física*.

La búsqueda de estos indicios se hará fundamentalmente a partir del análisis del espectro de energía del fotón, para el estudio de los momentos electromagnéticos del leptón τ , y del espectro de masa invariante del par $\tau^+\tau^-$, para la búsqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ vía la desintegración $H \rightarrow \tau^+\tau^-$. Por lo tanto, la selección que vamos a describir hace especial énfasis en evitar sesgos y caracterizar de la mejor manera posible estos dos observables. Más aún, esta selección está pensada para obtener la máxima eficiencia posible para energías altas del fotón y bajas masas invariantes del par $\tau^+\tau^-$, regiones en las que los análisis respectivos son más sensibles.

Los sucesos seleccionados corresponden principalmente al proceso $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, en los que el fotón procede de Radiación de Estado Final ($\tau\tau\gamma^{fs}$). Es, por lo tanto, este proceso el que consideraremos como la señal buscada en esta selección, aunque para los procesos antes citados constituirá la contaminación más importante.

Para este estudio hemos usado los datos recogidos por el detector DELPHI durante 1992 y 1993, correspondiendo aproximadamente a 1.5 millones de desintegraciones hadrónicas del Z^0 . En 1992, la energía en centro de masas a la que operó LEP correspondió al pico de la resonancia del Z^0 ($\sqrt{s} = 91.25 \text{ GeV}$), mientras que para 1993, aproximadamente la mitad de la luminosidad fue recogida en el pico y la otra mitad en dos puntos de energía situados algo menos de 2 GeV por encima ($\sqrt{s} = 93.0 \text{ GeV}$) y por debajo ($\sqrt{s} = 89.4 \text{ GeV}$) del pico.

El esquema de este capítulo es el siguiente: La sección 1 recoge las principales propiedades de los sucesos $\tau\tau\gamma^{fs}$, mientras que la sección 2 describe las

características de las contaminaciones. En la sección 3 detallaremos los criterios de selección aplicados. Por último, en las secciones 4 y 5 trataremos en detalle la caracterización de fotones en DELPHI así como la estimación precisa de su energía.

3.1 Características de los sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$

El leptón τ se produce, como vimos en el primer capítulo, a partir de la aniquilación de un par e^+e^- , a través de la desintegración de un bosón Z^0 o mediado por un fotón virtual. A las energías de LEP, en torno a la masa del Z^0 , la contribución debida a éste crece considerablemente, siendo despreciable la mediada por el fotón virtual.

El bosón Z^0 se desintegra en un par $\tau^+\tau^-$ un 3.3 % de las veces. Dado que la fracción de desintegración del Z^0 en canales invisibles (neutrinos) es del orden del 20 %, resulta que solo un 4 % de las desintegraciones del Z^0 que podemos ver son al canal $\tau^+\tau^-$. Por otro lado, para sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$, el espectro de energías del fotón tiene la forma $1/k$, donde k es la energía del fotón. Por lo tanto, solo en una pequeña fracción de sucesos $\tau^+\tau^-$ aparece un fotón en el estado final (alrededor del 4 % para fotones con energías superiores a 3 GeV y ángulos de aislamiento por encima de 13°).

Las características diferenciales del proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$ tienen dos orígenes. Por un lado, la producción de leptones τ en LEP, con un alto momento en torno a los 45 GeV, y las peculiaridades de su posterior desintegración. Por otro, la cinemática especial del proceso en el que un bosón vectorial masivo se desintegra en dos leptones y un fotón.

3.1.1 Producción y desintegración de leptones τ

Como ya explicamos en el primer capítulo, los leptones τ son producidos en LEP en pares $\tau^+\tau^-$, en sentidos opuestos y con un alto momento, en torno a los 45 GeV. Estos, con una vida media cercana a los 300 fs, sólo recorren unos pocos milímetros antes de desintegrarse. Por lo tanto, el detector solo puede registrar los productos de su desintegración.

Dichos productos están constituidos principalmente, como ya vimos, por una o tres trazas cargadas, acompañados de uno o varios mesones neutros y uno o dos neutrinos. El número de trazas cargadas que observamos finalmente puede variar debido a conversiones de fotones, interacciones nucleares, mala reconstrucción de las trazas o pérdida de éstas debido a zonas muertas del detector.

La escasa probabilidad de interacción de los neutrinos con la materia hace que no puedan ser registrados por el detector. Por lo tanto, una de las principales características de estos sucesos es que su energía total reconstruida es inferior a la energía inicial en centro de masas.

neutrinos que se pierden obliga a que se cumpla la desigualdad $E_{trk} < \sqrt{s} - E_\gamma$, donde E_{trk} es la energía de las trazas cargadas que es recogida por el detector.

Todas las características antes mencionadas se ponen de manifiesto en la figura 3.1, donde se muestra la reconstrucción de un suceso típico $\tau\tau\gamma^{fsr}$, con un fotón de energía elevada y bien separado respecto a las trazas cargadas del suceso.

3.2 Características de los sucesos de ruido de fondo

A continuación detallaremos las principales contaminaciones al proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$. Hemos clasificado éstas en dos categorías, a saber: contaminaciones *externas*, cuando no hay leptones τ en el estado final, y contaminaciones *internas*, cuando sí aparecen leptones τ en el estado final. En el primer caso, las diferencias respecto a la señal se basan en las propiedades del leptón τ . En el segundo, caso, las diferencias son fundamentalmente cinemáticas.

3.2.1 $q\bar{q}\gamma$

La fracción de sucesos en los que el Z^0 se desintegra en un par $q\bar{q}$ es del orden del 70 %. Por lo tanto, este proceso es mucho más abundante que la producción de pares $\tau^+\tau^-$. Afortunadamente, al aumentar la energía en centro de masas crece también la multiplicidad cargada, como se ve en la figura 3.2 [77], y a la energía de LEP, los sucesos hadrónicos tienen una media de 21 trazas cargadas. Esto lo diferencia claramente de los sucesos $\tau^+\tau^-$, en los que raramente aparecen sucesos de más de 6 trazas.

Por otra parte, los *jets* que se forman en un suceso hadrónico, en torno a las direcciones de los quarks originales, tienden a ser más abiertos que los *jets* producidos por la desintegración del leptón τ . Esto es debido a la radiación de gluones por parte de los quarks en el proceso de fragmentación de éstos. No obstante, no hemos utilizado esta propiedad para rechazar estos sucesos debido a que en los sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$ con un fotón muy energético podemos tener las trazas correspondientes a los dos leptones τ muy cercanas entre sí.

Por último reseñar que el fotón aislado en los sucesos hadrónicos puede tener un origen tanto radiativo como debido a mesones neutros que se desintegran en fotones. En ambos casos, un corte en el número de trazas cargadas es suficiente para eliminar la casi totalidad del fondo hadrónico. Más adelante veremos situaciones en las que requeriremos criterios adicionales.

3.2.2 $e^+e^-\gamma$

Los sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ constituyen uno de los principales fondos a la señal buscada, debido a la existencia de dos procesos que contribuyen a dichos sucesos. Por un lado, tenemos el proceso de aniquilación (canal s), con

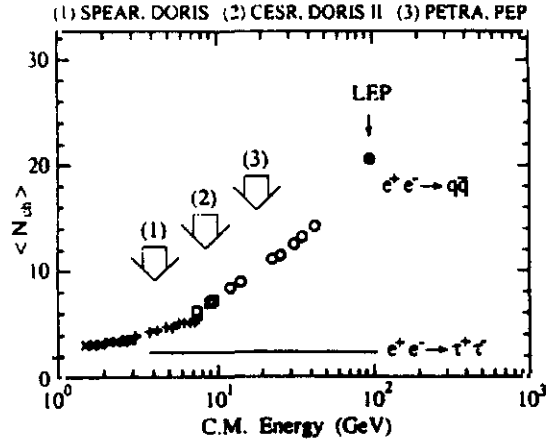
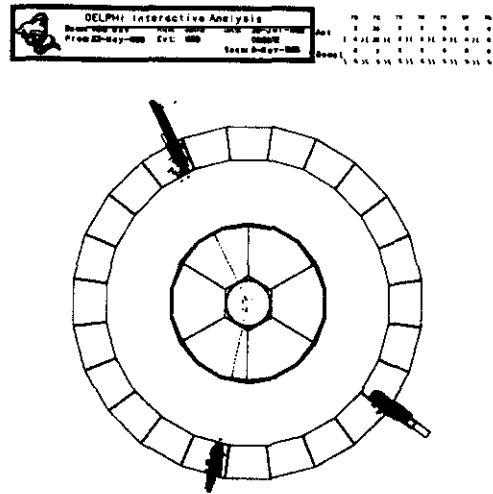
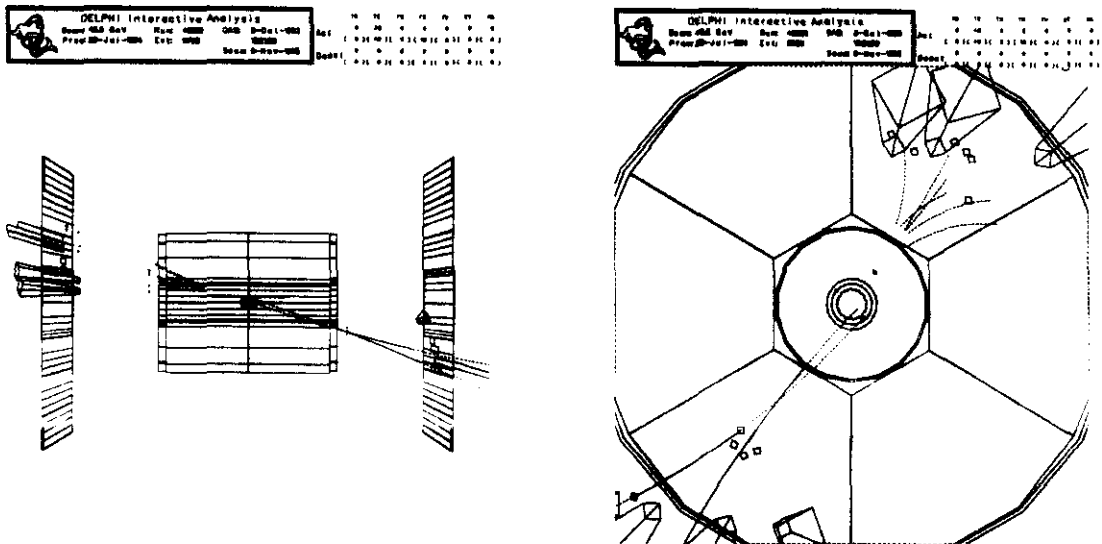


Figura 3.2: Multiplicidad cargada de sucesos multihadrónicos respecto a la energía en centro de masas

una producción similar a la del leptón τ . Por otro, tenemos la contribución debido a la dispersión elástica (canal t), con una sección eficaz proporcional a $1/(1 - \cos \theta)^2$, divergente a bajos ángulos polares del electrón dispersado.

Las partículas en el estado final para estos sucesos son todas estables por lo que la energía recogida por el detector es igual a la energía del sistema e^+e^- inicial ($E_{trk} = \sqrt{s} - E_\gamma$). Esta E_{trk} es recogida por el detector de manera redundante, tanto a partir del momento medido por las cámaras de trazas, como de la energía reconstruida por los calorímetros electromagnéticos de DELPHI. Otra consecuencia de que no haya energía perdida es que el ángulo que forman los dos electrones finales es de 180° . Esto nos permite diferenciar estos sucesos de la señal que buscamos sin necesidad de identificar las partículas finales, ya que, como ya se dijo al describir al leptón τ , uno de sus canales de desintegración es el electrón, acompañado de dos neutrinos. Estas claras diferencias respecto a los sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$ vienen matizadas por dos hechos. Por un lado, el electrón, debido a su baja masa, tiene una probabilidad apreciable de emitir parte de su energía en forma de *bremsstrahlung* (radiación de frenado) al atravesar el material del detector. Cuando no conseguimos asociar este fotón al electrón del que procede, la medida de la energía de éste resulta inferior a su valor verdadero. Por otro lado, existen zonas muertas en los calorímetros electromagnéticos de DELPHI (ver §2.2.3). Cuando el electrón pasa cerca de ellas, la energía recogida por aquéllos es también inferior a su energía real. Todas estas características pueden apreciarse en la figura 3.3.

Como ya hemos adelantado, la inclusión en nuestro estudio de la zona *hacia adelante* del detector hace que aumente la contaminación debido a los sucesos $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Pero el fotón no proviene sólo de la dispersión elástica

Figura 3.3: Suceso $e^+e^- \gamma$ con un fotón aisladoFigura 3.4: Suceso $e^+e^- \gamma$ en la zona *hacia adelante* con un fotón aislado

radiativa, como uno podría esperar inicialmente. El material pasivo que existe entre los detectores de trazas de esta región (la electrónica de lectura de la TPC y el FRICH) hace que exista una probabilidad significativa de que el electrón emita un fotón que a su vez puede convertirse en un par electrón-positrón. De este modo, los detectores de trazas en esta región (TPC, FCA, FCB) pueden registrar varias trazas en lugar de una única correspondiente a dicho electrón original. Por otra parte, la homogeneidad del campo magnético comienza a

degradarse cerca de la FCB. La conjunción de ambos efectos puede provocar la mala reconstrucción de la traza asociada al electrón original y su eliminación al exigirle unos determinados criterios de calidad (ver §3.4.1). Por lo tanto, la cascada producida por el electrón en el FEMC aparece como un neutro, muy alejado de las trazas del hemisferio opuesto, imitando así un suceso $e^+e^-\gamma$, como se aprecia en la figura 3.4.

A las energías de LEP La producción de canal t no es resonante, sino que es proporcional a $1/s$. Por lo tanto, a las energías de LEP, el fondo de sucesos $e^+e^-\gamma$ varía su proporción en función de la energía del haz. Por debajo del pico del Z^0 , la contribución debida al canal t es mayor que por encima del pico.

3.2.3 $\mu^+\mu^-\gamma$

Los muones se producen en LEP, al igual que los leptones τ , en pares $\mu^+\mu^-$, mediados por el bosón Z^0 principalmente, y con una fracción de desintegración también en torno al 3.3 %. Para ángulos de emisión del fotón elevados, las propiedades de la Radiación de Estado Final para el proceso $\mu^+\mu^-$ son las mismas que para el proceso $\tau^+\tau^-$, debido al alto momento con el que éstos se producen en relación con su masa, por lo que tendremos una proporción de sucesos radiativos similar.

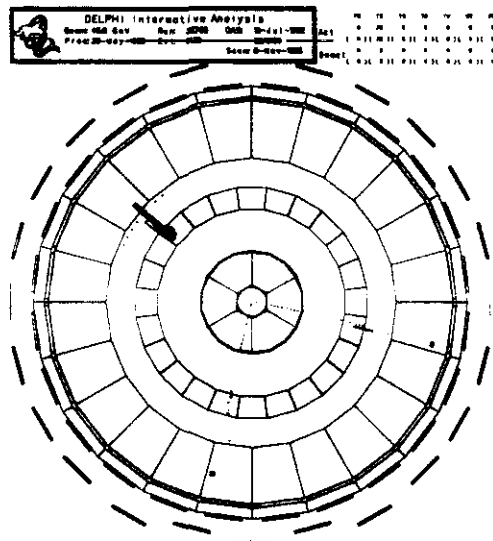


Figura 3.5: Suceso $\mu^+\mu^-\gamma$ con un fotón aislado

Por lo tanto, para fotones energéticos, bien separados de los leptones que los originan, el proceso $\mu^+\mu^-\gamma$ posee la misma cinemática que el proceso $\tau^+\tau^-\gamma$ pero con una signatura mucho más clara en el detector, ya que el muon es estable dentro del detector. Esto ha permitido estudiar en un entorno libre de contaminaciones la cinemática del proceso $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$ y en especial la energía del fotón (ver §3.5.2).

Como ya hemos avanzado, el muon es estable dentro del detector. Así pues, la energía recogida por el detector en este proceso es igual a la energía inicial del sistema e^+e^- . Por lo tanto, podemos realizar de nuevo una caracterización diferenciada respecto al proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$ basandonos unicamente en el momento total de la trazas ($E_{trk} = \sqrt{s} - E_\gamma$) y en los ángulos entre las partículas finales, como ya hicimos para el proceso $e^+e^-\gamma$. La ventaja respecto a éste es que la elevada masa del muon hace mucho más improbable que radie fotones de *bremsstrahlung*, por lo que su identificación es más nitida. Como ya vimos al describir el detector, el muon se comporta como un mip al atravesar los calorímetros de DELPHI, dejando una señal muy clara en las cámaras de muones. Estas características diferenciadas, que se aprecian en la figura 3.5, nos ha permitido identificarlo facilmente para poder llevar a cabo el mencionado estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$.

3.2.4 Colisión $\gamma\gamma$

Este proceso tiene lugar cuando los fotones virtuales emitidos por el electrón y el positrón incidentes interaccionan entre si produciendo un par fermión-antifermión, como se describe en la figura 3.6. Dichos electrón y positrón se

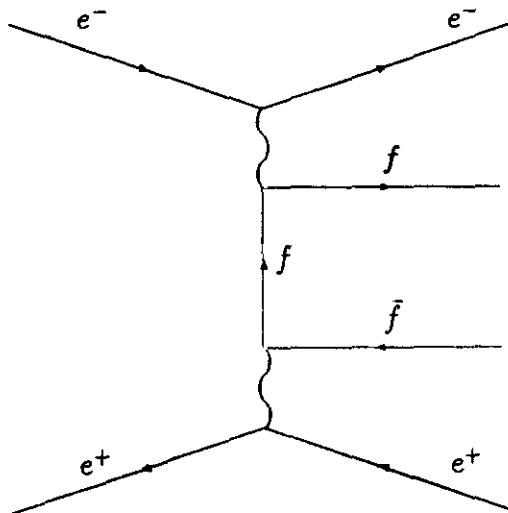


Figura 3.6: Diagrama de Feynman de la colisión fotón-fotón

llevan la mayor parte de la energía del suceso, desapareciendo por el tubo del haz. Por lo tanto, el sistema $\gamma - \gamma$ se produce, en el sistema de laboratorio, con bajo momento total, en la dirección paralela al haz. Los fermiones finales pueden ser tanto leptones como quarks. Estos últimos se hadronizan dando lugar a unos pocos piones, tanto cargados como neutros.

De lo dicho anteriormente se deduce que las partículas finales tienen una baja energía visible, momento transversal balanceado y un momento total no nulo, por lo que no están confinadas en un plano.

La sección eficaz en función de la energía en centro de masas para este proceso es aproximadamente constante en torno a la energía del Z^0 , por lo que la proporción de contaminación que produce es más elevada fuera del pico.

3.2.5 $\tau\tau\gamma^{ISR}$

Este proceso es analogo a la Radiación de Estado Final, excepto por el hecho de que el fotón es emitido por el electrón o positrón inicial. Esto tiene dos consecuencias esenciales. Por un lado, se reduce la energía efectiva disponible para la colisión, y al movernos en el entorno de una resonancia, su sección eficaz cambia en función de la energía en centro de masas, siendo mayor por encima del pico del Z^0 .

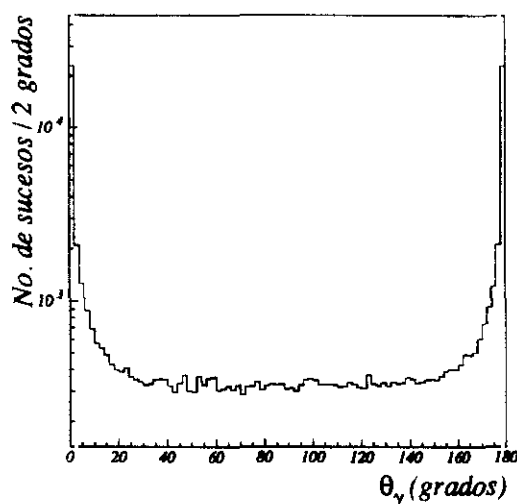


Figura 3.7: Angulo polar del fotón emitido en los procesos de Radiación de Estado Inicial o Final

Por otro lado, la sección eficaz de producción diverge para ángulos de emisión respecto al electrón (positrón) pequeños (ver figura 3.7. Por lo tanto, la mayor parte de los fotón emitidos se pierden por el tubo del haz o están acumulados en el SAT y, en menor medida, en el FEMC. También diverge para energía bajas del fotón, por lo que un corte en la energía mínima de dicho fotón contribuye a reducir su presencia.

3.2.6 $\tau\tau\gamma\pi^0$

Como ya vimos, el leptón τ se desintegra en uno o tres trazas cargadas acompañado de uno o más π^0 un 44 % de las veces. Eso hace que la topología de dos jets, uno de ellos acompañado de uno o más π^0 , aparezca en torno al 50

% de los estados finales tras la desintegración de los leptones τ . Por otro lado, el π^0 se desintegra en dos fotones, los cuales aparecen como una sola cascada en los calorímetros electromagnéticos de DELPHI para energías del π^0 superiores a 8 GeV [78]. Como estamos buscando fotones de Radiación de Estado Final energéticos, la mayor parte de los π^0 que estudiamos son detectados como un solo fotón. Por lo tanto, las desintegraciones del leptón τ que incluyen un π^0 son una importante fuente de contaminación a la señal que buscamos. Afortunadamente, la cinemática peculiar de este canal de desintegración nos permite eliminarlo en gran medida. Tomando por ejemplo la desintegración $\tau \rightarrow \pi^-\pi^0\nu_\tau$ tenemos que:

$$m_{\pi^-\pi^0} \simeq 2P_\pi - E_\gamma(1 - \cos\theta_{\pi^-\pi^0}) \quad (3.1)$$

donde $m_{\pi^-\pi^0}$, la masa del sistema $\pi^-\pi^0$ es una constante, y E_γ es la energía del π^0 , que aparece como un fotón en los calorímetros. Por lo tanto, eliminando los sucesos por debajo de un valor determinado para cualquiera de los observables a la derecha de la igualdad nos permite eliminar esta contaminación.

Otros procesos en los que la desintegración del leptón τ puede producir una topología de un *jet* de trazas cargadas acompañado de fotones son:

- el canal de desintegración electrónico del leptón τ , en el que el electrón emite *bremsstrahlung* al atravesar el material pasivo del detector situado antes de los calorímetros,
- la desintegración radiativa del leptón τ ,
- la desintegración hadrónica del leptón τ , en la que un hadrón sufre una interacción nuclear antes de llegar a los calorímetros, uno de cuyos productos es un fotón.

En general, en todas estas contaminaciones, también se cumple que el fotón se produce muy colimado con las trazas resultantes de la desintegración del leptón τ , y con una energía baja, por lo que su eliminación resulta fácil imponiendo cortes en estas magnitudes.

En adelante, nos referiremos a este tipo de sucesos, con un cierto abuso en la notación, como $\tau\tau\gamma\pi^0$.

Una fracción de estos adquiere características cinemáticas muy especiales cuando la(s) traza(s) que acompaña al fotón se pierde debido a ineficiencias del detector y en el hemisferio opuesto se reconstruyen dos o más trazas. En ese caso, como ya veremos en el capítulo 5, la masa invariante toma un valor anormalmente bajo y este tipo de sucesos se convierte en una contaminación importante en la región de masas relevante para la búsqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$.

Este tipo de sucesos se clasifica en dos categorías:

- Sucesos con topología 1-3, en los que el hemisferio con una sola traza va acompañado por el fotón y esta traza no se registra al pasar por la

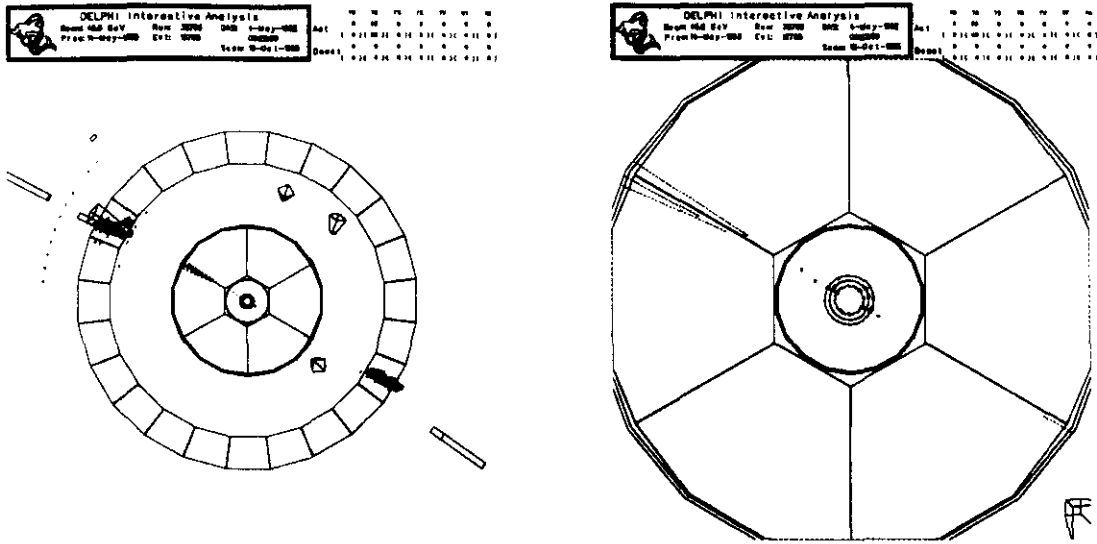


Figura 3.8: Suceso $\tau^+\tau^-$ con una traza perdida en una zona muerta de la TPC.

frontera entre dos módulos de lectura contiguos de la TPC, como se puede apreciar en la figura 3.8.

- Sucesos en la zona *hacia adelante* en los que las trazas que acompañan al fotón son mal reconstruidas y no pasan los criterios de calidad que definimos para ellas.

La característica común a estos sucesos, que nos permite eliminarlos de la muestra seleccionada, es que el ángulo formado entre las trazas es muy pequeño.

3.3 Caracterización de fotones

La detección de fotones tiene lugar mediante los calorímetros electromagnéticos: el HPC para la zona del *barril*, y el FEMC para la zona *hacia adelante*. Los fotones depositan en ellos toda su energía en forma de cascadas electromagnéticas.

3.3.1 Detección de fotones en los calorímetros electromagnéticos

Los procesos principales de interacción de un fotón con la materia son el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la producción de pares electrón-positrón, siendo éste último predominante para energías superiores a unas decenas de *MeV*, como se aprecia en la figura 3.9 [30]. El proceso de creación de pares se produce cuando el fotón sufre la interacción de un campo electromagnético

externo, producido usualmente por un núcleo atómico. La sección eficaz para este proceso crece como Z^2 , por lo que el proceso es más probable en materiales densos.

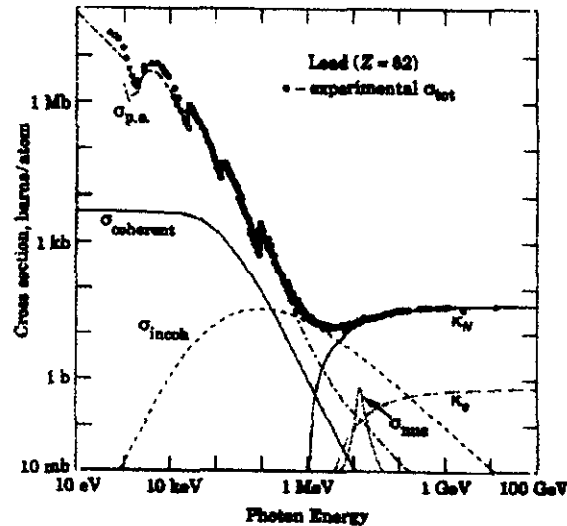


Figura 3.9: Sección eficaz de interacción de fotones en plomo

Por otro lado, para energías también superiores a las decenas de MeV , el proceso de interacción del electrón con la materia más probable es la emisión de *bremsstrahlung*, debido a la interacción de este electrón con el campo electromagnético del núcleo atómico (ver figura 3.10 [30]). De nuevo, este proceso es más probable para materiales de alto número atómico.

Combinando los dos efectos anteriores, se obtiene que cuando un fotón de alta energía penetra en un material denso, éste da lugar a una cascada de electrones, positrones y fotones, que se multiplica mientras la energía de los secundarios sea suficientemente elevada. Por tanto, la energía del fotón es proporcional a la suma de las energías de éstos secundarios. Dichas energías son recogidas de manera distinta en los dos calorímetros electromagnéticos de DELPHI. En el HPC, se registra la ionización que producen los secundarios en el gas intercalado entre las capas de plomo, que es proporcional a su energía. En el FEMC, se recoge la radiación Čerenkov que producen dichos secundarios al atravesar el vidrio de plomo, que también resulta ser proporcional a la energía que llevan.

Otra característica importante de una cascada electromagnética es que los perfiles de energía que deposita en la materia, en las direcciones longitudinal y transversal a la dirección del fotón inicial, siguen patrones determinados, a pesar de la naturaleza estadística del proceso. Para hacer uso de esta propiedad es necesario que el calorímetro esté lo suficientemente segmentado en ambas direcciones. En el caso del HPC, la segmentación en la coordenada z se consigue midiendo en tiempo de deriva de los electrones ionizados en el gas, mientras que

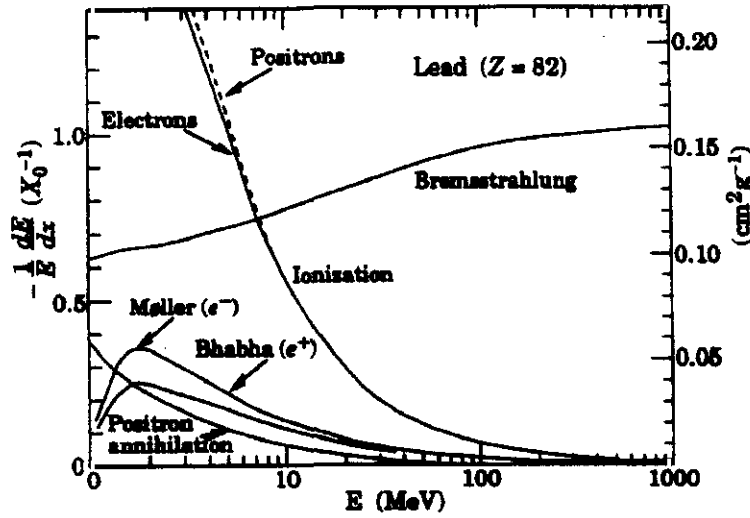


Figura 3.10: Energía perdida por longitud de radiación para electrones en plomo

la segmentación en la coordenada ϕ y en la coordenada R se obtienen mediante el registro de la ionización con una cámara proporcional con cátodos rectangulares. El FEMC, por otro lado, está compuesto de bloques trapezoidales por lo que solo podemos lograr la segmentación en la dirección perpendicular a la del fotón.

3.3.2 Identificación de fotones

Procederemos ahora a describir los métodos de identificación y caracterización de fotones a partir de la información reconstruida por DELANA para los calorímetros electromagnéticos. Para ello se estudian las cascadas electromagnéticas que no han sido asociadas a trazas cargadas por los programas de reconstrucción.

En el caso de las cascadas registradas por el HPC, solo aceptamos aquellas con $46^\circ < \theta_\gamma < 134^\circ$. Esto es debido a que en el borde del HPC ($43^\circ < \theta < 46^\circ$ y $134^\circ < \theta < 137^\circ$), la cascada correspondiente al fotón puede no quedar completamente contenida en el calorímetro. Por otro lado, los fotones que llegan a esa región han de atravesar las cámaras de lectura del *Barrel* RICH. Estos dos hechos provocan que la energía que el HPC asigna a la cascada pueda sufrir una distorsión apreciable. Este efecto se pone de manifiesto en la figura 3.11

Dentro de la aceptación así definida, se realiza una primera caracterización a partir de los perfiles longitudinal y transversal de la cascada, comparándolos

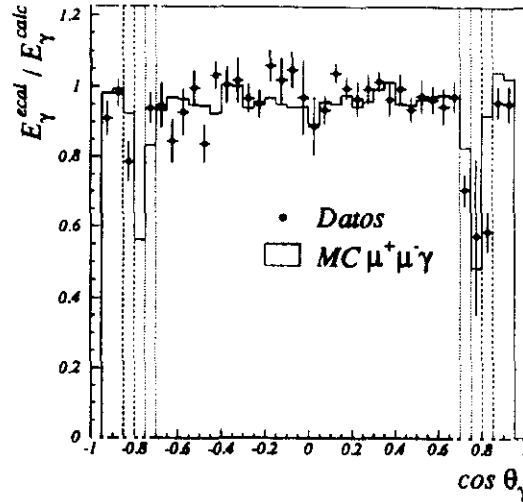


Figura 3.11: Cociente entre la energía calorimétrica del fotón y su energía calculada con el método descrito en 43.5.2, en función del ángulo polar del fotón en sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$. La línea punteada corresponde al borde del HPC mientras que la línea discontinua se refiere al borde del FEMC

con los esperados para un fotón. Aquellos que no superan esta comparación son rechazados pues son considerados como ruido del detector o cascadas producidas por la interacción de neutros hadrónicos.

Por otro lado, si en el suceso ha sido detectado un electrón, se comprueba también si la cascada es compatible con un fotón de *bremsstrahlung* originado por dicho electrón al atravesar el material pasivo que encuentra en su camino antes de llegar al HPC. Los fotón que satisfacen esta hipótesis son descartados pues no son originados en un proceso físico interesante.

Las cascadas electromagnéticas registradas por el FEMC también son consideradas como candidatos a fotones. Sin embargo, la aceptación angular del detector ($10^\circ < \theta < 37^\circ$ y $143^\circ < \theta < 170^\circ$) ha de ser reducida. Por encima de 32° , la energía del fotón está muy degradada debido al material que ha de atravesar antes de llegar al calorímetro (estructura de soporte de la TPC), como se aprecia en la figura 3.11. Por debajo de 20° , la eficiencia de reconstrucción de trazas disminuye apreciablemente, por lo que un electrón podría aparecer en el detector como una cascada neutra (sin traza asociada) en el FEMC.

Por último, han sido diseñados unos algoritmos para reconstruir los fotones que se convierten en el material situado antes de los calorímetros [79]. Dentro de esta categoría, podemos distinguir dos tipos: fotones convertidos antes de la TPC y fotones convertidos después de ella.

Las conversiones producidas antes de la TPC tienen lugar principalmente en la pared que separa a aquella del ID. Su signatura consiste basicamente

en dos trazas en la TPC, cuyo vértice común se encuentra en la mencionada pared. La energía del fotón se calcula a partir de los momentos de las trazas, por lo que la resolución energética que se obtiene es incluso mejor que para los fotones registrados en los calorímetros.

Para los fotones que se convierten después de la TPC, para los que DELPHI no registra trazas cargadas, dos técnicas distintas han sido usadas, dependiendo de la región angular. Para la región del *barril*, las conversiones son identificadas como una o dos cascadas en el HPC, asociadas a elementos de traza en el OD. El momento del fotón se calcula a partir de la inclinación de esos elementos de traza, en combinación con la hipótesis para el punto de conversión compatible con dichos elementos de traza. Para la región *hacia adelante*, la reconstrucción de elementos de traza con la FCA y FCB es mucho más difícil debido a la distorsión en el campo magnético en esa región. Por ello hemos procedido a una simple agrupación de las cascadas electromagnéticas en el FEMC, compatibles con ser originadas con el par electrón-positrón, en virtud de la mínima diferencia en el ángulo polar para ambas partículas.

3.4 Selección de la muestra

3.4.1 Variables cinemáticas

Antes de pasar a detallar los cortes de selección de la muestra, procederemos a definir algunos observables más elaborados, basándonos en los conceptos expuestos anteriormente.

- **Calidad de las trazas**

Para asegurar la buena reconstrucción de las trazas cargadas, hemos estudiado el parámetro de impacto de la traza, respecto a la posición promedio del cruce de haces en un *run*, en el plano perpendicular (R_{IP}) y paralelo (Z_{IP}) a la dirección del haz. Solo aceptamos las trazas con $|R_{IP}| < 1.5 \text{ cm}$ y $|Z_{IP}| < 4.5 \text{ cm}$. El corte en el plano transversal es más estricto debido a la mejor resolución de todas las cámaras de trazas en $R\phi$, en especial para el VD, que solo proporciona información en ese plano.

La eficiencia de reconstrucción de trazas disminuye en la zona muy *hacia adelante*, cuando la TPC reconstruye pocos puntos por traza (tres o menos para $\theta_{trk} < 20^\circ$ [56]). Si se pierde la traza de un electrón en la zona *hacia adelante*, la cascada que éste deja en el FEMC puede confundirse con un fotón. Para evitar este inconveniente, requerimos que todas las trazas del suceso tengan $20^\circ < \theta_{trk} < 160^\circ$

- ***jets***

Como ya vimos, los leptones τ se producen con un alto momento en relación a su masa. Por lo tanto, los productos de la desintegración salen muy colimados respecto a la dirección inicial del leptón τ . Así pues,

cuando aparecen dos o más trazas cargadas asociadas a éste, hemos usado su suma vectorial para reconstruir la dirección de dicho leptón τ . La traza o grupo de trazas cargadas correspondiente un leptón τ recibe el nombre de *jet* (chorro). Sólo incluimos las trazas en esa suma vectorial debido a su mejor resolución angular y en momentos en comparación con la obtenida para los neutros. Para decidir las trazas corresponden a cada uno de los leptones τ iniciales, hemos aplicado el algoritmo LUCCLUS [80]. La bondad de esta agrupación de trazas se asegura eliminando todos aquellos sucesos en los que se reconstruyeran más de dos *jets*, y aquellos en los que se agruparan un número par de trazas por *jet*. En la figura 3.1, se aprecia el concepto de *jet*, asociado a la desintegración en tres trazas cargadas de uno de los leptones τ del suceso.

- **Energía visible**

La energía visible (E_{vis}) es una medida de la energía total del suceso. Se define como la suma de los momentos de las trazas cargadas reconstruidas por el detector más la energía de los neutros electromagnéticos (cascadas en los calorímetros electromagnéticos no asociadas a trazas cargadas). No incluimos en esta suma los neutros registrados en el calorímetro hadrónico debido a su peor resolución y al hecho de que en los sucesos leptónicos apenas se producen hadrones neutros.

- **Energía electromagnética asociada**

La definición de la energía electromagnética asociada a cada traza se hace de manera diferenciada para cada uno de los calorímetros electromagnéticos de DELPHI, debido, fundamentalmente, al material pasivo que las partículas encuentran en su camino antes de llegar a ellos. Para las trazas que apuntan al HPC, esta energía es simplemente la energía de la cascada que DELANA asocia a dicha traza. Cuando ésta, en cambio, apunta hacia el FEMC, la energía electromagnética asociada es la suma de todas las cascadas, asociadas o no a trazas cargadas, detectadas por dicho calorímetro en un semi-cono de 10° alrededor la traza bajo estudio. Esto tiene como propósito recoger la energía que especialmente un electrón puede radiar al atravesar el material pasivo que encuentra antes de llegar al FEMC (básicamente la electrónica de lectura de la TPC y los espejos del FRICH).

- **Angulo de aislamiento**

Definimos el ángulo de aislamiento de un fotón como el ángulo entre dicho fotón y el *jet* más cercano. Esta magnitud es una de las principales características de los sucesos $\tau\tau\gamma^{frr}$.

Se define la traza principal de cada *jet* como aquella de mayor momento. Este concepto

- **Momento total**

- La definición del momento total del suceso precisa de la introducción previa del concepto de *traza principal* del *jet* como aquella con mayor momento de dicho *jet*. Con esto, el momento total del suceso se expresa como:

$$P_{tot,\gamma} = \frac{P_1 + P_2}{\sqrt{s} - E_\gamma} \quad (3.2)$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren a las mencionadas trazas principales para cada *jet* y γ es el fotón aislado. La substracción de la energía

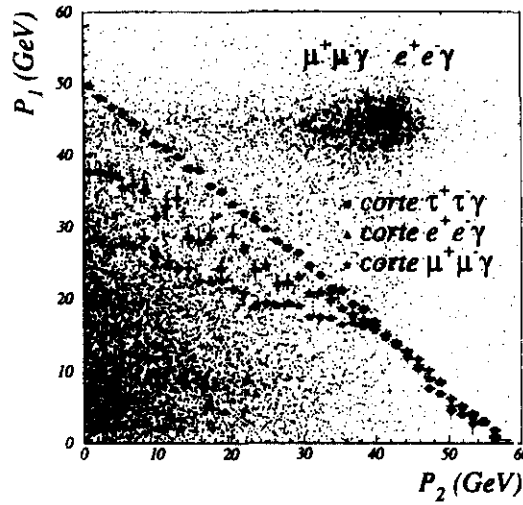


Figura 3.12: P_1 frente a P_2 , para las muestras simuladas de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$, $\mu^+\mu^-\gamma$ y $e^+e^-\gamma$. Se muestran también los cortes dependientes de la energía del fotón para las distintas muestras

del fotón a la energía total disponible se hace para comparar en pie de igualdad el momento de las trazas en un sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$ con las de los sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ y $e^+e^-\gamma$. Aquellos pierden parte de su energía en virtud de los neutrinos que escapan a la detección, mientras que éstos conservan toda la energía disponible tras la emisión del fotón (ver figura 3.12).

- **Energía radial**

Usando de nuevo el concepto de traza principal se define la energía radial como:

$$E_{rad,\gamma} = \frac{E_1^2 + E_2^2}{\sqrt{s} - E_\gamma} \quad (3.3)$$

donde E_1 y E_2 son las energías electromagnéticas asociadas a las trazas principales de cada *jet*. La definición de esta magnitud sirve para complementar al momento radial en aquellos sucesos $e^+e^-\gamma$ en los que el

momento de alguno de los electrones se reconstruye incorrectamente en las cámaras de trazas. El hecho de sumar las energías en cuadratura nos permite diferenciar aquellos sucesos $e^+e^-\gamma$ en los que uno o los dos electrones han perdido parte de su energía por la emisión de *bremsstrahlung*, como se aprecia en la figura 3.13

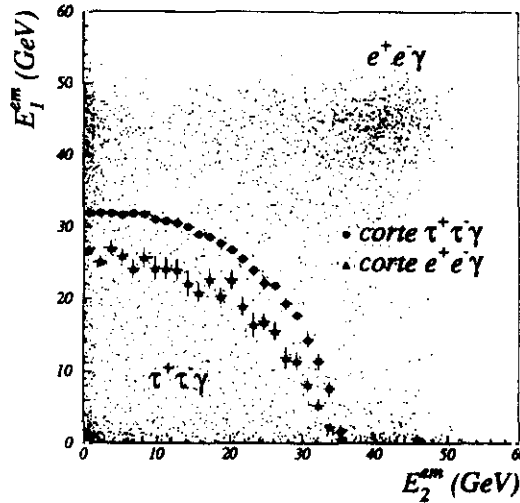


Figura 3.13: E_1^{em} frente a E_2^{em} , para las muestras de simulación de $\tau^+\tau^-\gamma$ y $e^+e^-\gamma$. Se muestran también en la figura los cortes correspondientes a ambas muestras

• Acolinealidad

La definición de acolinealidad que hemos usado no es la habitual entre trazas o *jets*, sino que en ella hemos incluido también la información del fotón aislado². Así pues construimos la acolinealidad como el complemento a 180° del ángulo formado entre el *jet* más alejado al fotón y la suma vectorial entre dicho fotón y el *jet* más cercano a éste. Esta magnitud es sensible a la pérdida de neutrinos en la desintegración del leptón τ .

• Momento transversal

Definimos el momento transversal total del suceso, de nuevo incluyendo la información del fotón aislado, como el módulo de la suma vectorial de las componentes, en el plano transversal al haz, de los momentos de los dos *jets* y del fotón aislado. Esta magnitud toma un valor distinto de cero cuando parte de la energía visible se pierde en forma de neutrinos.

²Remitimos al lector a la sección dedicada a la selección de candidatos para una definición más precisa del fotón aislado

- **Magnitudes asociadas al hueco entre los calorímetros electromagnéticos**

La eliminación de sucesos $e^+e^-\gamma$ requiere una correcta descripción de la energía que éstos depositan en los calorímetros electromagnéticos. En el caso de DELPHI, los calorímetros del *barril* y de la zona *hacia adelante* no solapan completamente, dejando sin cubrir las regiones angulares $36^\circ < \theta < 43^\circ$ y $137^\circ < \theta < 144^\circ$. Por otro lado, los soportes mecánicos en los extremos de la TCP producen una degradación considerable en la respuesta energética del FEMC para los electrones, como ya ocurriera para los fotones, para ángulos polares $32^\circ < \theta < 36^\circ$ y $144^\circ < \theta < 148^\circ$. Por lo tanto, cuando uno de los *jets* del suceso apunta hacia alguna de estas regiones, que denominaremos genericamente Ω_h , definimos E_{nh} como la energía electromagnética opuesta a dicho *jet*. Esta E_{nh} es simplemente la energía electromagnética asociada al *jet*, cuando el fotón aislado está más cerca del *jet* que va hacia Ω_h . En caso contrario, la energía del fotón se suma a la energía electromagnética asociada al *jet* para construir E_{nh} . Por último, definimos $N_{jet,h}$ como el número de *jets* que apuntan hacia Ω_h .

3.4.2 Criterios de selección del proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$

La selección de sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$ la hemos dividido en tres etapas, a saber: Selección de sucesos leptónicos, selección de sucesos con dos leptones y un fotón aislado y, por último, selección de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$.

3.4.2.1 Selección de sucesos leptónicos

El objetivo principal en esta sección es seleccionar una muestra de sucesos leptónicos, eliminando para ello los sucesos hadrónicos, así como aquellos provenientes de colisiones fotón-fotón. Para ello, partimos de la muestra de sucesos leptónicos seleccionada por DELANA. Sobre ella, aplicamos los siguientes criterios:

$$\S-1. N_{pro} \leq 4, 2 \leq N_{trk} \leq 4$$

$$\S-2. P_{jet} > 1 \text{ GeV}$$

$$\S-3. E_{vis} > 11\% \times \sqrt{s}$$

$$\S-4. 32^\circ < \theta_{jet,max} < 148^\circ (N_{trk} = 3, 4)$$

donde N_{pro} es el número de trazas cargadas antes de pasar los criterios de calidad de §3.4.1 y N_{trk} es el número de trazas cargadas que pasan dichos criterios. El corte §-1 elimina la mayor parte de los sucesos hadrónicos, como se puede apreciar en la figura 3.14. El corte en N_{pro} elimina aquellos sucesos hadrónicos en los que solo unas pocas trazas pasan los criterios de calidad,

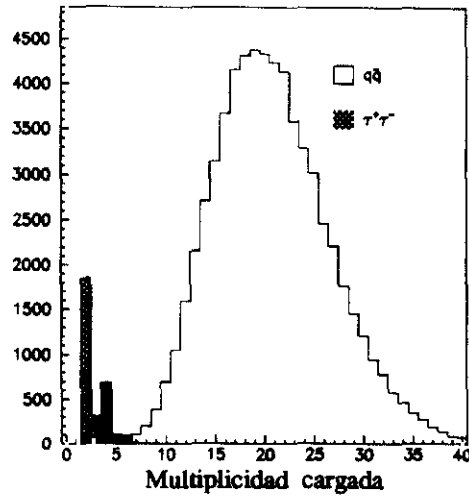


Figura 3.14: Multiplicidad cargada para dos muestras de $\tau^+\tau^-$ y $q\bar{q}$.

apareciendo con $N_{trk} \leq 4$. En este sentido, el corte §-4 rechaza aquellos sucesos hadrónicos que por estar en la zona *hacia adelante* pierden parte de sus trazas.

El corte §-2 asegura la calidad de los *jets* y contribuye a eliminar, como ya se explicó en §3.2.6, la contaminación de sucesos $\tau\tau\gamma^0$. Por último, el corte §-3 elimina la mayor parte de las colisiones $\gamma - \gamma$, en la que la mayor parte de la energía visible se la llevan el electrón y el positrón que se van por el tubo

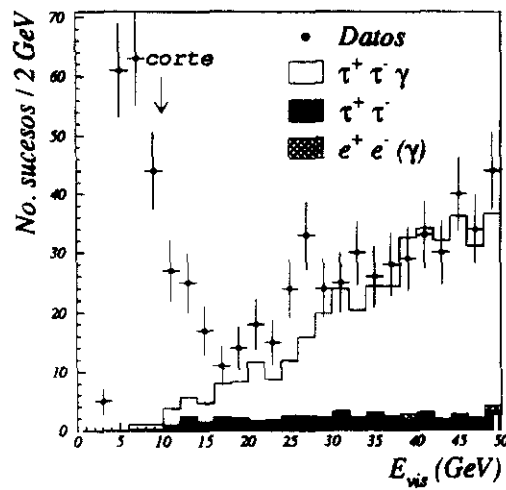


Figura 3.15: Energía visible antes de aplicar los cortes 4-2, 4-5 y 4-9

del haz, como se aprecia en la figura 3.15. Notese que los cortes §-2, §-5 y §-9 también contribuyen a eliminar este tipo de contaminación.

3.4.2.2 Selección de sucesos leptónicos con un fotón aislado

Como ya hemos explicado, los procesos que estudiaremos en los siguientes capítulos requieren la presencia de al menos un depósito energético en alguno de los calorímetros electromagnéticos de DELPHI. Para caracterizar estas cascadas, hemos aplicado los criterios detallados en §3.3.

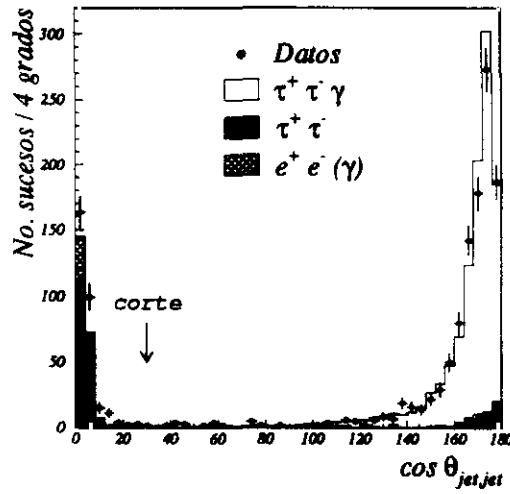


Figura 3.16: Ángulo entre los dos jets

Una vez caracterizado el fotón, hemos procedido a seleccionar una muestra en los que éste aparece aislado respecto al resto de las trazas del suceso. Para ello aplicamos los siguientes cortes:

§-5. $E_{\gamma_1} > 3 \text{ GeV}, E_{\gamma_2} < 3 \text{ GeV}$

§-6. $\theta_{\gamma_1}^{iso} > 13^\circ$

§-7. $\theta_{jet,jet} > 30^\circ$

§-8. $20^\circ < \theta_{\gamma_1} < 160^\circ$

§-9. $\sum_i \psi_i > 340^\circ$

En los cortes anteriores, el subíndice 1 se refiere al fotón aislado más energético y el subíndice 2 al resto de los fotones aislados, mientras que $\theta_{\gamma_1}^{iso}$ es el ángulo de aislamiento del fotón más energético.

Con los cortes §-5 y §-6 eliminamos los sucesos con un fotón de baja energía procedente de $\tau\tau\gamma^{frr}$ así como la mayor parte de los sucesos $\tau\tau\gamma^0$. El corte §-7 tiene por objeto eliminar los sucesos $\tau\tau\gamma^{\pi^0}$ y $e^+e^-(\gamma)$ en los que la traza cercana al fotón se ha perdido debido a ineficiencias del detector (ver figuras 3.16 y 3.4).

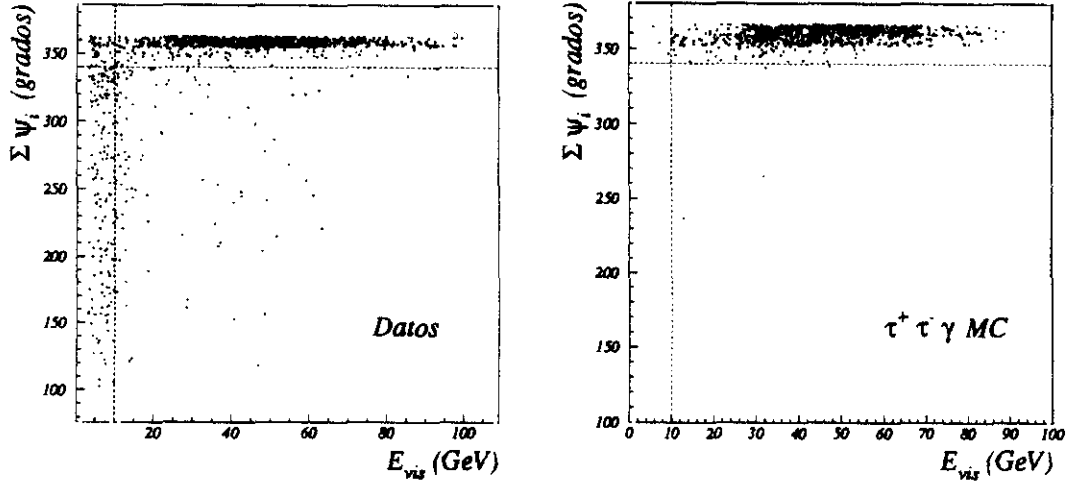


Figura 3.17: Suma de ángulos en función de la energía visible, para una muestra sin los cortes 4-2 y 4-5

El corte §-8, al que ya nos hemos referido en §3.3.2, tiene por objeto eliminar la mayor parte de los sucesos procedentes de $\tau\tau\gamma^{frr}$. En éstos, el fotón se produce muy colimado respecto al electrón y positrón iniciales, y tiene por tanto ángulos polares bajos. Por último, el corte §-9 elimina, como se observa en la figura 3.17, los sucesos consecuencia de una colisión fotón-fotón que no han sido eliminados por el corte en la energía visible.

3.4.2.3 Selección de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$

La última parte de la selección consiste separar los sucesos radiativos con leptones τ de los sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ y $e^+e^-\gamma$. Para ello aplicaremos los siguientes cortes:

§-10. $P_{tot,\gamma} < K_P$

§-11. $E_{rad,\gamma} < K_E$

§-12. $\theta_{acol} > 1^\circ$

§-13. $N_{jet,h} = 0$ ó $E_{nh} < 0.425 \times \sqrt{s}$, $N_{jet,h} = 1$

K_P toma distintos valores dependiendo de que la traza este en la zona del barril (0.65) o en la zona hacia adelante (0.5), donde la reconstrucción del

momento es peor, especialmente para los electrones, debido al *bremsstrahlung* que emiten al atravesar el material pasivo que encuentran antes de llegar a la TPC. Este efecto se puede apreciar en la figura 3.18,

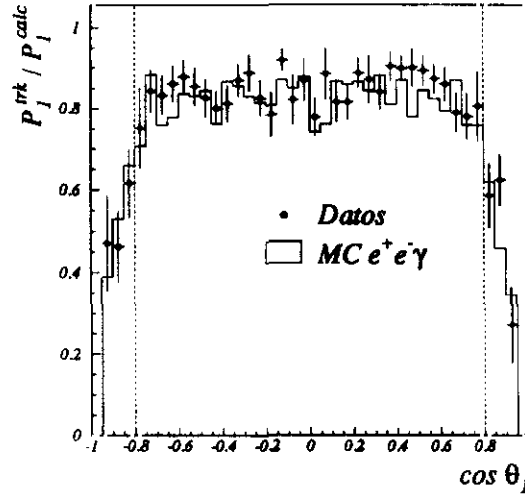


Figura 3.18: Cociente entre el momento medido y el calculado, por el método descrito en 43.5.2, para el *jet* más energético del suceso, en función de su ángulo polar, comparando datos y simulación para una muestra de $e^+e^-\gamma$.

a partir de una selección de sucesos $e^+e^-\gamma$. Para identificar cada electrón hemos exigido que el electrón opuesto tenga una energía electromagnética asociada superior al 80 % de la energía del haz, así como que el suceso no haya perdido trazas debido a ineficiencias del detector. La figura 3.19 muestra como el corte §-10 elimina con un alta eficacia los sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ y, en menor medida, los sucesos $e^+e^-\gamma$.

De nuevo, K_E toma distintos valores dependiendo de la dirección de la traza. Cuando la traza es registrada en el HPC, podemos, a su vez, distinguir dos regiones, a saber: las zonas sensibles del calorímetro (zona 1), propiamente dichas, donde $K_E = 0.4$, y las zonas correspondientes a los bordes de dos módulos contiguos del calorímetro (zona 2), donde la energía de la partícula no es recogida adecuadamente y el valor del corte ha de ser algo menor (0.3). Cuando la traza apunta *hacia adelante* (zona 3, incluyendo el borde el HPC y todo el FEMC), el valor del corte es, de nuevo, menor (0.35) pues, como ya se ha adelantado, los electrones pueden perder parte de su energía antes de llegar a dichos calorímetros, como se observa en la figura 3.20.

De nuevo, hemos usado la muestra de $e^+e^-\gamma$ referida en el párrafo anterior para estudiar la respuesta de los calorímetros electromagnéticos en distintas regiones angulares, en las que la variable $E_{rad,\gamma}$ tiene la forma que se aprecia en la figura 3.21. Así pues, este corte complementa a §-10 en la eliminación de

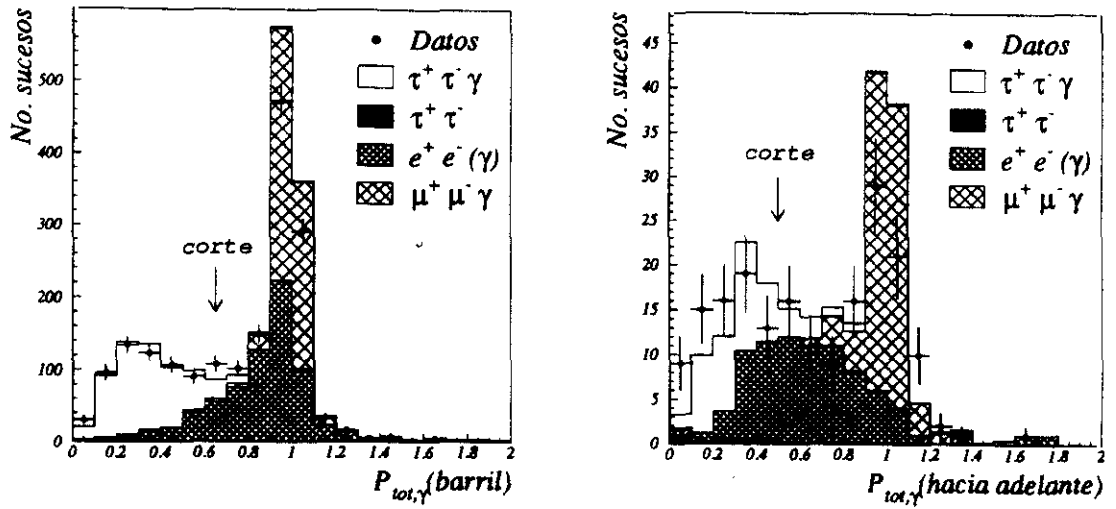


Figura 3.19: Momento total, para la zona del barril y hacia adelante, antes del corte en dicha variable y en la energía radial

sucesos $e^+e^-\gamma$.

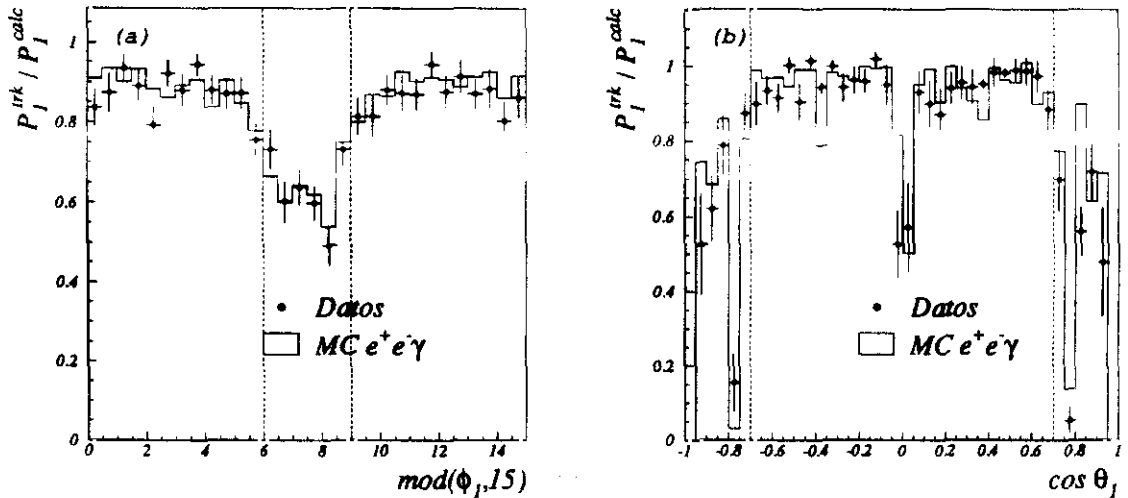


Figura 3.20: Cociente entre la energía electromagnética asociada al jet 1 y su momento calculado a partir del método 43.5.2, en función de su ángulo azimutal, para el HPC (a); y en función de su ángulo polar, descontando la zona del HPC con $6^\circ < \text{mod}(\phi_1, 15) < 9^\circ$ (b). En las figuras aparecen comparadas la muestra de datos y de Monte Carlo.

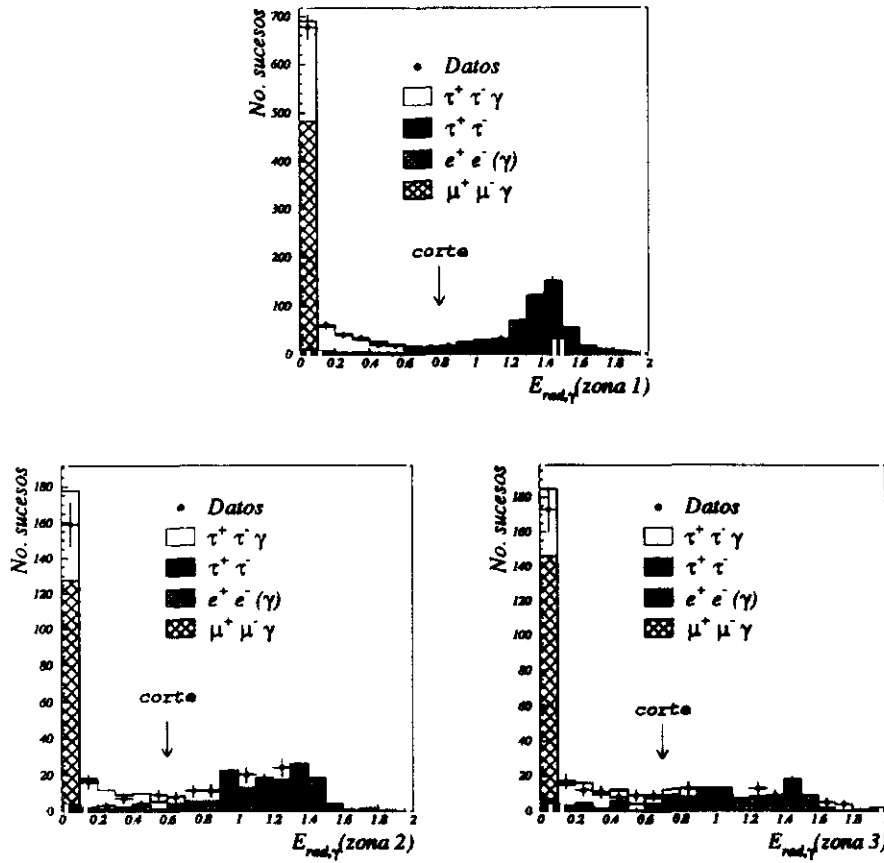


Figura 3.21: Energía radial para las tres zonas definidas previamente

El corte §-12 contribuye a eliminar las contaminaciones en $e^+e^-\gamma$ y $\mu^+\mu^-\gamma$, en las que, al no existir neutrinos que se llevan parte de la energía visible, θ_{acol} toma valores muy próximos a cero, como se aprecia en la figura 3.22.

El corte §-13 elimina todos aquellos sucesos en los que sus dos *jets* apuntan a Ω_h y, por tanto, no podemos diferenciar electrones de otras partículas. Cuando solo uno de los dos *jets* apunta a Ω_h , exigimos que la energía electromagnética del otro jet, en el sentido de la definición de E_{nh} , no sea compatible con un electrón proveniente de un Bhabha. La validez de la definición de Ω_h se puede corroborar en la figura 3.20.

3.5 Recalibración de calorímetros electromagnéticos

Como ya hemos indicado anteriormente, la correcta reconstrucción de la energía del fotón es de vital importancia para la caracterización de los procesos que describiremos más adelante. En este sentido, hemos estudiado el proceso $\mu^+\mu^-\gamma$, cuya fácil selección y peculiar cinemática nos ha permitido definir la

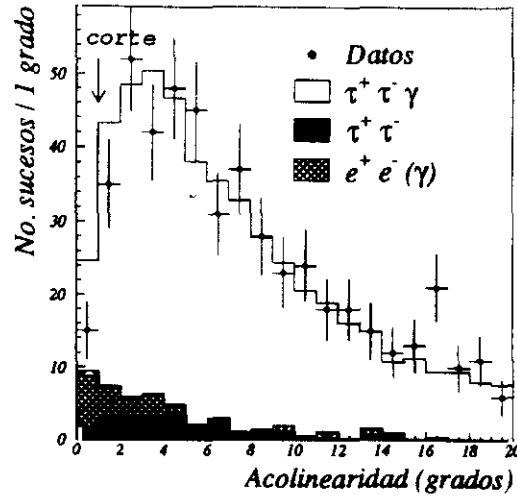


Figura 3.22: Acolinealidad tras todos los cortes

energía de los fotón en los calorímetros con la mayor precisión.

3.5.1 Selección de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$

Para la selección de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ hemos partido de la muestra de sucesos con dos leptones y un fotón aislado (ver §3.4.2), relajando la energía mínima del fotón más energético a 2 GeV y el ángulo de aislamiento mínimo a 12° , y exigiendo un único fotón aislado. Para la selección de muones frente al resto de los leptones, hemos usado los siguientes cortes:

§-1. $N_{trk} = 2$

§-2. Las dos trazas han de ser identificadas como muones, usando dos cualesquiera de las tres condiciones a continuación:

§-2.a $N_{trk}^{\mu} \geq 1$

§-2.b $E_{trk}^{had} < 15 \text{ GeV}$

§-2.c $E_{trk}^{em} < 1.5 \text{ GeV}$

§-3. $\frac{P_1 + P_2}{\sqrt{s} - E_\gamma} > 0.7$

donde N_{trk}^{μ} es el número de puntos asociados en las cámaras de muones para cada traza, E_{trk}^{had} es la energía depositada en el calorímetro hadrónico asociada a cada traza y E_{trk}^{em} es la energía electromagnética asociada a cada traza, cuyas distribuciones habituales para muones energéticos se muestran en la figura 3.23.

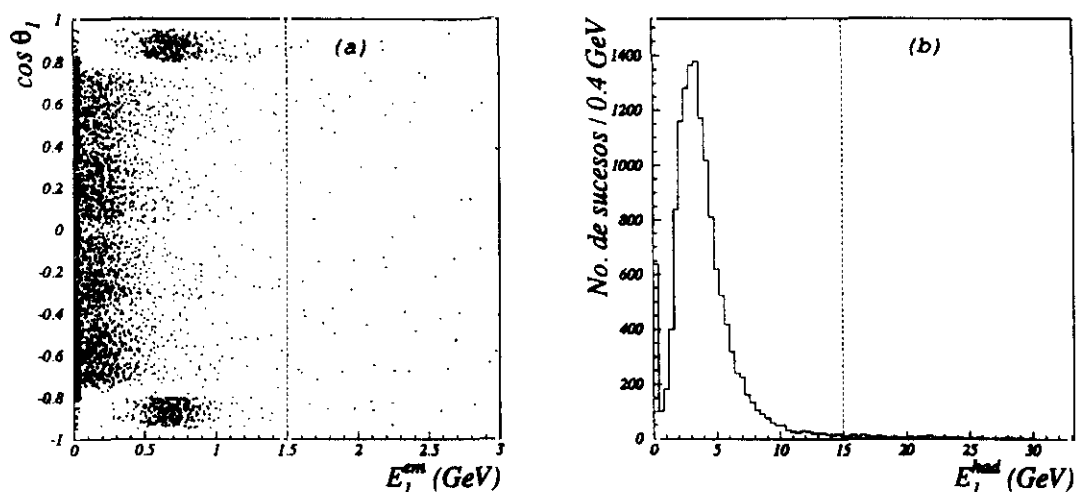


Figura 3.23: (a) Energía electromagnética asociada a un muon, de manera diferenciada para el HPC y para el FEMC. (b) Energía hadrónica asociada a un muon.

El corte §-1 elimina las desintegraciones a varias trazas cargadas del leptón τ y aquellos electrones que hayan emitido *bremsstrahlung* que posteriormente se haya convertido en un par electrón-positrón. El corte §-2 hace uso de que el muon es un *mip* para los calorímetros, siendo la única partícula con el suficiente poder de penetración para llegar a dejar señal en las cámaras de muones. Por

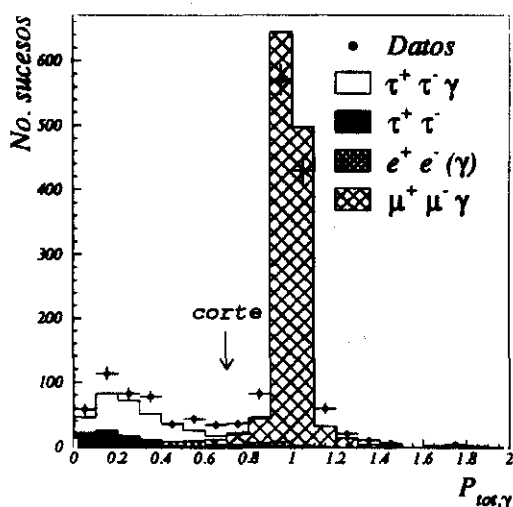


Figura 3.24: Momento total para sucesos con dos muones identificados

último, el corte §-3 elimina aquellos sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$ en los que, o bien los dos leptones τ se han desintegrado en un muon (3 %), o bien alguno de los piones procedentes del leptón τ ha conseguido atravesar el calorímetro hadrónico y dejar señal en las cámaras de muones. La distribución correspondiente a esa variable se muestra en la figura 3.24.

En la figura 3.25 podemos ver el espectro de energía del fotón aislado para la muestra de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ seleccionados, con una pequeña contaminación de sucesos $e^+e^-\gamma$.

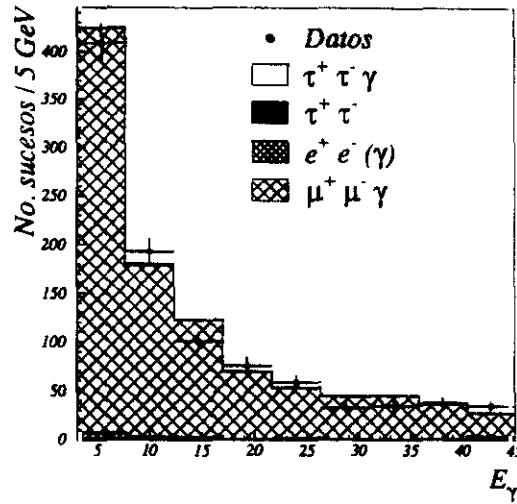


Figura 3.25: Energía del fotón aislado para la muestra de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$, comparando datos y simulación

3.5.2 Reconstrucción cinemática

En esta sección detallaremos como a partir de cinemática del suceso podemos obtener una medida precisa de la energía del fotón aislado, para poder calibrar la respuesta energética de los calorímetros.

La conservación del trimomento total ($\sum_i \vec{p}_i = 0$) por parte de las partículas en el estado final obliga a que éstas estén contenidas en un plano. Dentro de este plano, el sistema viene caracterizado por los momentos de las tres partículas (p_i), así como los ángulos entre ellas (ψ_i), como se describe en la figura 3.26. Haciendo de nuevo uso de la conservación del trimomento total se puede ver que:

$$\frac{p_1}{\sin \psi_1} = \frac{p_2}{\sin \psi_2} = \frac{p_3}{\sin \psi_3} \simeq \frac{\sqrt{s}}{\sum_i \sin \psi_i} \quad (3.4)$$

donde los subíndices 1 y 2 se refieren a los muones y el subíndice 3 se refiere al fotón. Para la última igualdad hemos hecho uso de la conservación de la energía y de la suposición $m_\mu = 0$, válida debido al elevado momento que lleva el muon respecto a su masa.

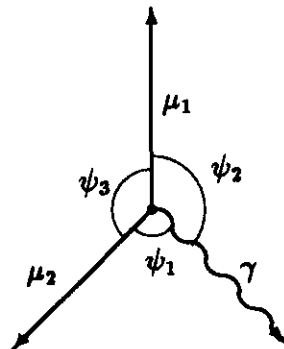


Figura 3.26: Sistema $\mu^+ \mu^- \gamma$

A partir de la expresión (3.4) se puede obtener la energía del fotón en función de los ángulos entre las tres partículas:

$$E_{\gamma}^{calc,a} = \text{sen } \psi_3 \times \frac{\sqrt{s}}{\sum_i \text{sen } \psi_i} \quad (3.5)$$

medidos con una mayor precisión, lo que proporciona una medida más fiel que la obtenida a partir de los calorímetros.

La expresión (3.5) tiene, sin embargo, una pega. Para energías del fotón bajas el ángulo ψ_3 tiende a 180° y, por tanto, el error en el momento calculado según (3.5) crece, haciendo que la estimación del momento del fotón así obtenida esté sobreestimada, como se puede ver en la figura 3.27. Para solucionarlo, usamos la condición ($\sum_i \psi_i = 360^\circ$), obteniendo así una expresión para la energía del fotón que solo depende de ψ_1 y ψ_2 :

$$E_{\gamma}^{calc,b} = \frac{-\text{sen}(\psi_1 + \psi_2) \times \sqrt{s}}{\text{sen } \psi_1 + \text{sen } \psi_2 - \text{sen}(\psi_1 + \psi_2)} \quad (3.6)$$

De esta manera obtenemos una predicción para la energía del fotón más fiel, como se puede apreciar en la figura 3.27. Esta medida independiente de la energía del fotón nos ha permitido, como vamos a detallar a continuación, recalibrar la respuesta de los calorímetros electromagnéticos para las cascadas producidas por fotones.

3.5.3 Recalibración de calorímetros electromagnéticos

3.5.3.1 Estudio del HPC

Para ejemplificar el método de corrección de la energía del fotón partimos de la muestra de sucesos $\mu^+ \mu^- \gamma$ seleccionados para el periodo de 1992, y estudiamos

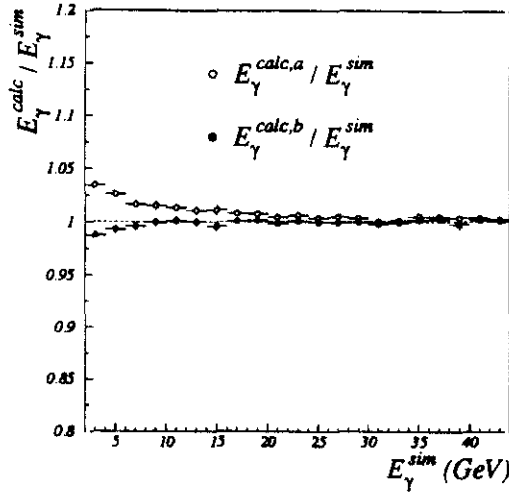


Figura 3.27: Cociente entre la energía calculada y la energía original del fotón, en función de dicha energía original, para una muestra de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ simulados

el cociente $r_e = E_{\gamma}^{ecal} / E_{\gamma}^{calc}$ en función de la energía calorimétrica del fotón. Como se enseña en la figura 3.28, la energía medida por los calorímetros posee un pequeño sesgo, estando sobreestimada a energías medias y altas.

Esto es debido a que el algoritmo de reconstrucción de DELANA tiende a producir varios máximos locales para cascadas de alta energía, dando lugar a satélites alrededor de la cascada central, que se calibran de manera independiente. Estudiando el cociente r_e para este tipo de cascadas, vemos en la figura 3.29 (a) que son éstos los causantes de la sobreestimación que se observaba en la figura 3.28. Mientras, los fotón sin satélites muestran un comportamiento de acuerdo con lo esperado, como aparece en la figura 3.29 (a). Un sesgo de este estilo, aunque cuantitativamente distinto, aparece para la energía de la cascada en los sucesos simulados, en los también aparece un comportamiento diferenciado en función de si la cascada lleva asociada satélites o no (ver figura 3.29 (b)).

El método que hemos usado para corregir la energía calorimétrica es el siguiente: se calcula el valor medio de r_e para distintos rangos de energía a los que se ajusta una función suave; la energía corregida para cada cascada se obtiene como el cociente entre su energía inicial y el valor de la función a esa energía. Podemos ver en la figura 3.29 (a) ese ajuste para las muestras de datos reales y simulados, para los fotones con y sin satélites. Hemos estudiado la distribución de la variable r_e para los distintos rangos de energía para asegurarnos que dicha distribución es lo suficientemente simétrica como para considerar su media lo más representativa posible. Un ejemplo se ve en la figura 3.30.

Para la muestra correspondiente a 1993, el algoritmo de reconstrucción de

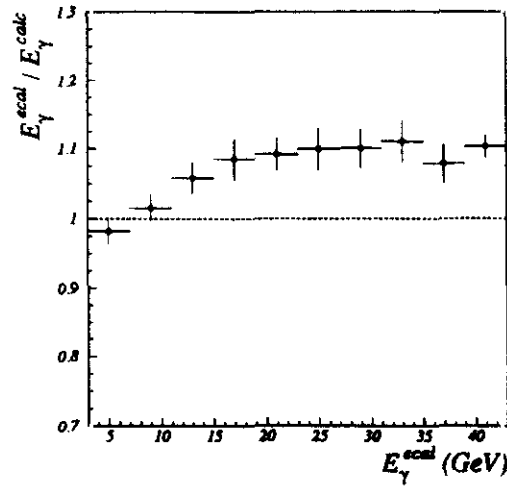


Figura 3.28: Cociente entre la energía calorimétrica y la energía calculada del fotón, en función de la energía calorimétrica, para sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$

cascadas en DELANA fue mejorado, corrigiendo la aparición de fotones con satélites. Sin embargo, sigue siendo necesaria aplicar una corrección a los fotones sin satélites.

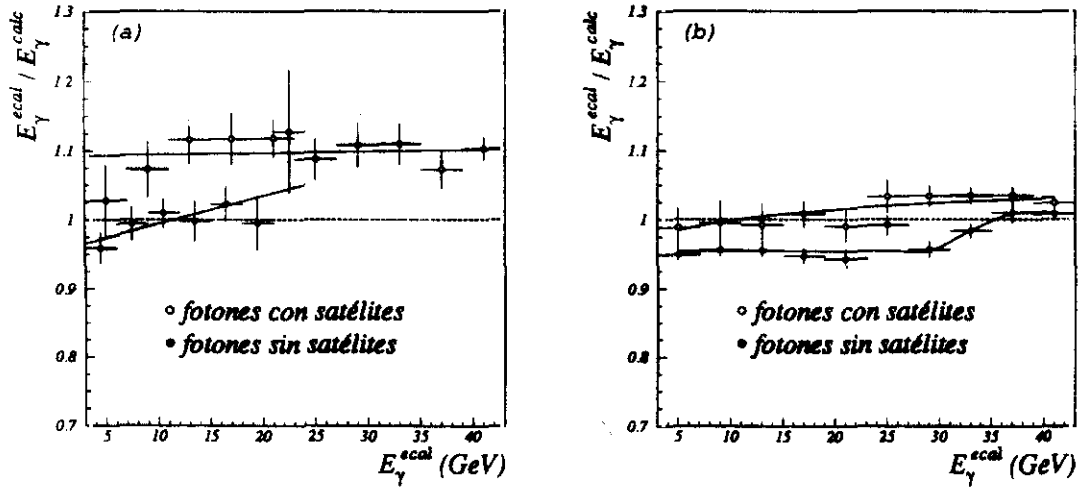


Figura 3.29: Cociente entre la energía calorimétrica y la energía calculada del fotón, en función de la energía calorimétrica, para sendas muestras de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ en datos (a) y simulación (b).

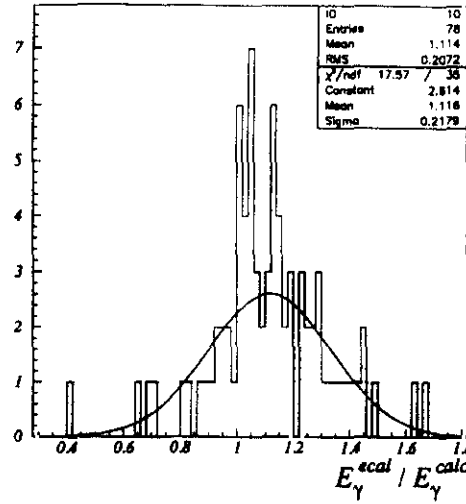


Figura 3.30: Cociente entre la energía calorimétrica y la energía calculada del fotón, para una muestra de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$, en un rango de energías de dicho fotón entre 10 y 20 GeV

3.5.3.2 Estudio del FEMC

El método para corregir la energía que hemos usado para el HPC se aplica de igual manera para el FEMC, haciendo la salvedad de que en este caso solo usaremos los fotones que no ha sido agrupados, tal como se explico en §3.3.2, y llegan al FEMC sin sufrir interacción alguna.

La muestra que usaremos aquí para describir la corrección corresponde a la simulación de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$ correspondiente a la configuración de DELPHI de 1993, con una mayor estadística que la correspondiente a 1992, aunque la corrección obtenida para aquella es la misma que para ésta. Como se aprecia en la figura 3.31 (a), la corrección es constante en energía, correspondiendo a una sobreestimación de la energía calorimétrica en torno al 5 %. Para evitar la contribución de los fotones que se registran en el FEMC con una energía muy inferior a la verdadera, hemos obtenido r_e como la media de una gaussiana ajustada al pico de la distribución (ver figura 3.31 (b)).

Este efecto es debido a que la calibración del FEMC se realiza a partir de Bhabhas. En ese tipo de sucesos, los electrones pueden perder parte de su energía antes del llegar al FEMC, por lo que la calibración tiende a aumentar la energía medida por el calorímetro. Dicho efecto ha sido ya descrito en [81], en donde se estudia, para una muestra de sucesos multihadrónicos, la masa invariante del π^0 , obtenida a partir de fotones detectados en el FEMC. Debido a ésto, y al hecho de que no tenemos la suficiente estadística para realizar la corrección a partir de la muestra de $\mu^+\mu^-\gamma$ seleccionada, hemos aplicado la corrección obtenida para la muestra de simulación igualmente a los fotones que

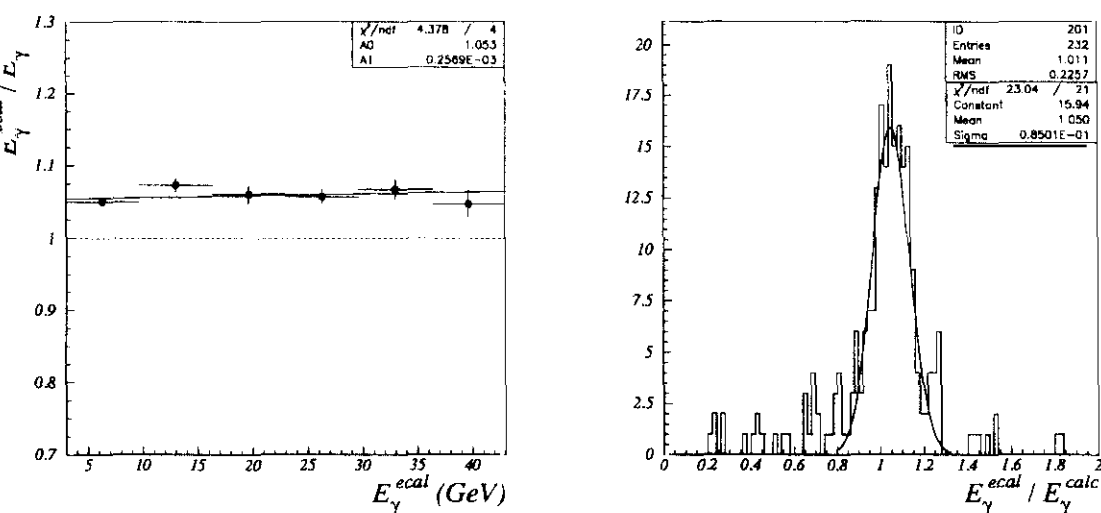


Figura 3.31: (a) Cociente entre la energía calorimétrica y la energía calculada del fotón, en función de la energía calorimétrica, para una muestra de sucesos $+\mu^-\gamma$ simulados, en los que el fotón es detectado por el FEMC. (b) Cociente entre la energía calorimétrica y la energía calculada del fotón, para un rango de energías entre 3 y 10 GeV

registra el FEMC.

Capítulo 4

Búsqueda del proceso $\tau^+\tau^-\gamma$ anómalo

En este capítulo describiremos la búsqueda del proceso $\tau^+\tau^-\gamma$ anómalo ($\tau\tau\gamma^A$), en la que el fotón es emitido por un leptón τ en el estado final, en virtud de la contribución de los momentos magnético anómalo (a_τ) o dipolar eléctrico (d_τ) de dicho leptón τ al acoplo electromagnético entre éste y el fotón. Los valores de los momentos electromagnéticos predichos por el Modelo Estandar para el leptón τ ($a_\tau = 11773 \pm 3 \times 10^{-7}$ [32], $d_\tau = 0$) son demasiado pequeños para obtener un número de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$ apreciable mediante este mecanismo, respecto al fondo de Radiación de Estado Final. Sin embargo, como ya se explicó en el capítulo 1, estos momentos podrían aumentar su valor en modelos en los que el leptón τ está compuesto por partículas más fundamentales [82].

Existen otros trabajos previos en los que se han establecido límites a los factores de forma electromagnéticos del leptón τ . Por un lado, se ha estudiado, en el proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, el acoplo anómalo del leptón τ a fotones virtuales a energías de PEP y PETRA ($q^2 \sim (29 \text{ GeV})^2, (35 \text{ GeV})^2$) y al Z^0 a energías de LEP ($q^2 \sim (91 \text{ GeV})^2$). En el primer caso, el análisis está basado en el estudio de la sección eficaz diferencial y total de producción del leptón τ , obteniendo unos límites para $F_2(q^2) < 0.02$ (90% *CL*) y $F_{EDM}(q^2) < 1.4 \times 10^{-16} \text{ cm}$ (68% *CL*) [33]. En el segundo caso, las posibles extensiones al Modelo Estandar han sido constreñidas a partir de los parámetros de éste medidos en LEP, dando lugar a los límites $F_2(q^2) < 0.0062$ (68% *CL*) y $F_{EDM}(q^2) < 3.4 \times 10^{-17} \text{ cm}$ (68% *CL*) [39].

Por otro lado, midiendo la sección eficaz total de producción del proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, se han establecido límites directos a los momentos dipolares del leptón τ , a saber: $a_\tau < 0.11$ (68% *CL*) y $d_\tau < 6 \times 10^{-16} \text{ e cm}$ (68% *CL*) [35].

Como ya hemos adelantado, la signatura que estamos buscando se compone de dos leptones τ y un fotón emitido en el estado final. Para ello, hemos usado la selección de sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$ descrita en el capítulo anterior, si bien ahora los sucesos con un fotón de Radiación de Estado Final constituyen nuestro principal fondo.

El esquema del capítulo es el siguiente: En la sección 1 describiremos las

características cinemáticas especiales de la señal buscada en relación con la contaminación. La sección 2 detallará el método para obtener la eficiencia de los criterios de selección, mientras que la sección 3 se ocupa de la estimación del fondo. Por último, en la sección 4 se obtiene el límite sobre el proceso buscado.

4.1 Características de la señal y de las contaminaciones

La señal que buscamos viene dada por dos leptones τ y un fotón en el estado final. Por lo tanto, tendremos las mismas contaminaciones que aparecían en la selección del proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$, tanto externas como internas. Sin embargo, el proceso de Radiación de Estado Final constituye ahora nuestro principal fondo.

Como ya vimos en el capítulo 1, el espectro energético del fotón en los sucesos $\tau\tau\gamma^A$ es constante, independientemente de la energía de aquel. Mientras, la sección eficaz de producción del proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$ es proporcional a $1/k$, donde k es la energía del fotón. Por lo tanto, la mayor sensibilidad en la búsqueda de la señal se alcanza para energías elevadas del fotón, cerca de su límite cinemático de producción, donde el cociente *señal / ruido* es el menor posible.

De lo anterior se deduce que la caracterización de la energía del fotón es de vital importancia, en especial en la parte alta del espectro. A tal fin, hemos estudiado en profundidad la respuesta de los calorímetros electromagnéticos de DELPHI para fotones a partir de una muestra de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$, como ya se describió en el capítulo anterior.

4.2 Estimación de la eficiencia de reconstrucción y selección

Método

El espectro de energía del fotón para la muestra de sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$ seleccionada ha de ser corregido por dos efectos, a saber: La reconstrucción energética hecha por los calorímetros electromagnéticos y la eficiencia de los cortes de selección. En el primer caso, la resolución finita de los calorímetros y la existencia de zonas muertas en él, así como los algoritmos de reconstrucción de cascadas electromagnéticas, pueden ocasionar que el valor medido para la energía del fotón cambie respecto a su valor original. En el segundo caso, el espectro de energía tras los cortes ha de ser corregido por la eficiencia de dichos cortes.

Si describimos el espectro de energía del fotón mediante un histograma con n canales, tendremos:

$$N(E_{\gamma,i}^{sel}) = C_i N(E_{\gamma,i}^{det}) = \sum_{j=1}^n C_i D_{ij} N(E_{\gamma,j}^{orig}) = \sum_{j=1}^n P_{ij} N(E_{\gamma,j}^{orig}) \quad (4.1)$$

donde $N(E_{\gamma,i})$ es el número de sucesos en los que el valor de la energía del fotón pertenece al canal i -ésimo. Los superíndices *sel*, *det* e *orig* hacen referencia a los espectros de la muestra de candidatos, de la muestra tras los efectos del detector y antes de los cortes de selección y y de la muestra original cuyo espectro queremos obtener. D_{ij} es la matriz correspondiente a los efectos de la reconstrucción, que, en general, es no diagonal, ya que dichos efectos pueden cambiar la energía del fotón respecto a la que tenía originalmente. C_j , correspondiente a los cortes de selección, sí es diagonal, ya que un corte no cambia el valor de la energía del fotón. P_{ij} es la probabilidad de que un suceso de la muestra original, con un fotón de energía E_j , aparezca en la muestra de candidatos con un fotón de energía E_i , y se expresa como:

$$P_{ij} = \frac{N(E_{\gamma,j}^{orig} \rightarrow E_{\gamma,i}^{sel})}{N(E_{\gamma,j}^{orig})} \quad (4.2)$$

Como ya explicamos en la sección anterior, el espectro de energía del fotón en la muestra original de sucesos $\tau\tau\gamma^A$ es plano. Por lo tanto:

$$N(E_{\gamma,i}^{sel}) = \sum_{j=1}^n P_{ij} N(E_{\gamma,j}^{orig}) = N(E_{\gamma,i}^{orig}) \sum_{j=1}^n P_{ij} = N(E_{\gamma,i}^{orig}) \times \varepsilon_i \quad (4.3)$$

Denominaremos ε_i , con cierto abuso del lenguaje, la *eficiencia* de reconstrucción y selección para el canal i -ésimo.

Para obtener los números P_{ij} hemos de hacer uso de una muestra de sucesos simulados, en la que podemos conocer el espectro de la muestra original y cómo esos sucesos se distribuyen en la muestra de candidatos.

Por otro lado, los P_{ij} son independientes de la forma del espectro, ya que son probabilidades por suceso, dependiendo sólo de los efectos de la reconstrucción y de los cortes de selección. Por lo tanto, podemos calcularlos simplemente a partir de una muestra de sucesos $\tau\tau\gamma^{fss}$ simulados¹. Esta muestra ha sido obtenida a partir de una muestra inicial de sucesos $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, simulados mediante el generador KORALZ² [27], en los que hemos exigido la presencia de un fotón procedente del vértice primario, con un ángulo polar $20^\circ < \theta_\gamma < 160^\circ$. Este corte tiene por objeto eliminar la componente de Radiación de Estado Inicial. Para corregir por los sucesos de la muestra original de Radiación de Estado Final que se pierden por este corte, hemos de multiplicar la eficiencia por un factor 0.92.

El error estadístico asociado a esta eficiencia se obtiene como suma cuadrática de los errores estadísticos de los P_{ij} . Estos se obtienen suponiendo que sus distribuciones siguen estadísticas binomiales.

Por otra parte, hemos estudiado el error sistemático en la eficiencia debido a la incertidumbre en las variables de corte, resultando ser despreciable en comparación con el error estadístico.

¹Ver §4.3

²Para una descripción detallada de las propiedades de KORALZ, referimos al lector a §1.2.2

Resultados

Como ya explicamos previamente, la selección que hemos usado para la búsqueda de la señal $\tau\tau\gamma^A$ es la ya descrita en el capítulo anterior.

La eficiencia de dicha selección aparece representada en la figura 4.1, en la que hemos ajustado al histograma una función suave para eliminar la dependencia de las fluctuaciones estadísticas. En ella se aprecia que la eficiencia toma valores ligeramente inferiores al 30%, para energía del fotón por debajo de 35 GeV , mientras que se reduce en torno al 20%, por encima de 35 GeV .

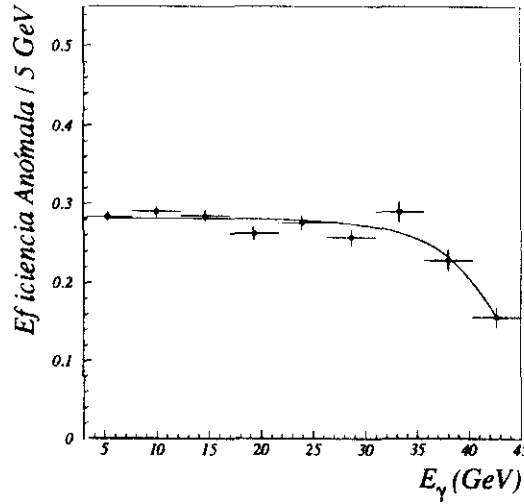


Figura 4.1: Eficiencia de reconstrucción y selección para el proceso $\tau\tau\gamma^A$, en función de la energía del fotón. La línea continua muestra el ajuste del histograma a una función suave.

Esta reducción es consecuencia básicamente a los cortes en el momento mínimo de cada *jet* y en el ángulo mínimo entre los dos *jets*. En el primer caso, se puede ver por simples argumentos cinemáticos que, para ángulos de aislamiento menores de 60° , $P_2 + E_\gamma \simeq \sqrt{s}/2$, siendo P_2 el momento del leptón τ más cercano al fotón. Por otro lado, un corte en el momento mínimo de un *jet* implica un corte mayor en el momento del leptón τ correspondiente, debido a la energía que se llevan los neutrinos. De estos dos argumentos se deduce que el corte en el momento mínimo de cada *jet* se traduce en un corte en la energía máxima del fotón. En el segundo caso, el corte en el ángulo mínimo entre los dos *jets* elimina sucesos con los dos leptones τ muy juntos, que corresponden a energías del fotón elevadas.

4.3 Estimación de la contaminación

El proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$, una vez eliminada la contribución a energía bajas del fotón, aparece como un fondo imposible de eliminar, ya que posee las mismas propiedades cinemáticas que la señal buscada. Por lo tanto, tendremos que realizar una substracción de dicho fondo para analizar la posible existencia de señal correspondiente al proceso $\tau\tau\gamma^A$.

La contaminación ha sido estimada mediante muestras de sucesos simulados por MonteCarlo a los que se les han aplicado los mismos criterios de selección que a los datos. El generador KORALZ [27] ha sido usado para la contaminación del proceso radiativo $\tau^+\tau^-\gamma$, tanto para el caso de Radiación de Estado Inicial como el de Radiación de Estado Final. También tiene en cuenta las sucesos con un π^0 identificado como un fotón aislado. Los procesos $e^+e^-\gamma$ y $\mu^+\mu^-\gamma$ son tenidos en cuenta mediante los generadores BABAMC [29] y KORALZ respectivamente. Para una descripción más detallada de las propiedades de estos generadores referimos a lector a §1.2.2. Todos los sucesos generados han sido procesados a través de una simulación detallada del detector [76].

La estadística de las muestras simuladas, en terminos de su luminosidad equivalente, se muestra en la tabla 4.1, para los tres puntos de energía del haz, comparandola con la luminosidad recogida por DELPHI en los periodos de toma de datos estudiados.

$\sqrt{s} \text{ (GeV)}$	$L_{\tau^+\tau^-(\gamma)}^{MC} \text{ (pb}^{-1}\text{)}$	$L_{\mu^+\mu^-(\gamma)}^{MC} \text{ (pb}^{-1}\text{)}$	$L_{e^+e^-(\gamma)}^{MC} \text{ (pb}^{-1}\text{)}$	$L^{Datos} \text{ (pb}^{-1}\text{)}$
89.40	96.5	79.7	19.2	9.4
91.25	543.5	123.0	42.1	40.4
93.00	81.6	61.8	23.4	9.4

Tabla 4.1: Estadística simulada, en terminos de su luminosidad equivalente, para las muestras de $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ y $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. En la última columna aparece, como comparación, la luminosidad registrada por DELPHI en los periodos de toma de datos estudiados.

Para poder comparar las muestras simuladas con los datos reales, hemos normalizado aquéllas al número de sucesos que uno espera para cada canal a partir de la luminosidad recogida por DELPHI. De esta forma podemos caracterizar mejor otras posibles contaminaciones no tenidas en cuenta en los procesos simulados.

El error en la estimación del fondo aparece debido a la estadística finita de las muestras simuladas. La mayor contribución es debida a la muestra de sucesos $e^+e^-\gamma$, como se aprecia en la tabla 4.1.

En la figura 4.2 se aprecia, para la energía del fotón aislado (a), el buen acuerdo entre la muestra de candidatos y la predicción del Modelo Estandar, tanto en la forma como en la normalización global.

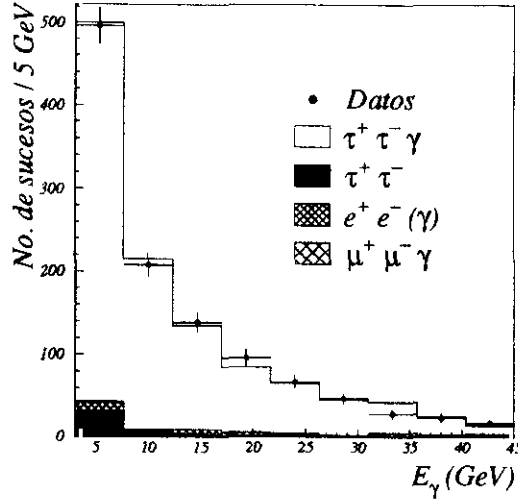


Figura 4.2: Espectro de energía del fotón aislado, para la muestra de candidatos y la predicción del Modelo Estándar, desglosado en los distintos procesos que a él contribuyen.

Este acuerdo nos permite descartar la existencia de una señal apreciable proveniente de los acoplos anómalos del leptón τ . Por lo tanto, todos los candidatos observados provienen de contaminaciones descritas por el Modelo Estándar, siendo la más importante la debida al proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$.

Las otras contaminaciones que aparecen en la figura son debidas a los procesos $\tau^+\tau^-$ y $e^+e^-\gamma$. En el primer caso, el fotón aislado es originado por un π^0 proveniente de la desintegración de uno de los leptón τ o por *bremsstrahlung* emitido por un electrón producto de un leptón τ , que satisfacen los criterios definidos para los candidatos radiativos. En el segundo caso, los sucesos $e^+e^-\gamma$ se acumulan en la zona *hacia adelante*, donde la asociación entre las trazas y sus correspondientes cascadas electromagnéticas en los calorímetros es peor que en la región *barril*, siendo aquéllas confundidas con productos de los leptones τ .

Mostramos también, en la figura 4.3, la distribución en el ángulo de aislamiento entre el fotón aislado y el *jet* más cercano, que constituye otro de los observables clave para la caracterización del proceso $\tau\tau\gamma^A$.

4.4 Límite para el proceso $\tau\tau\gamma^A$

El espectro energético del fotón en el proceso $\tau\tau\gamma^A$ es plano, en comparación con la forma $1/k$ del fondo debido a $\tau\tau\gamma^{fsr}$, como ya se indicó en §1.3.2 y §1.2.1.1. Por lo tanto, un incremento en el valor de los momentos dipolares del leptón τ respecto a los predichos por el Modelo Estándar, se apreciaría

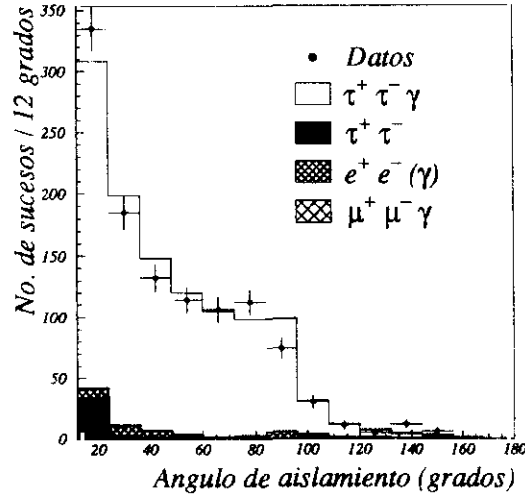


Figura 4.3: Angulo de aislamiento del fotón aislado, para la muestra de candidatos y la predicción del Modelo Estandar, desglosado en los distintos procesos que a él contribuyen.

más nítidamente a energías altas del fotón, donde la contaminación es menor. Así pues, para tener en cuenta este hecho, hemos obtenido el espectro de energía del fotón para la señal, que resulta ser más sensible que una simple comparación entre el número de sucesos observados en la muestra de candidatos y el número de sucesos predichos por la teoría.

Representando dicho espectro por un histograma, el número de sucesos de señal para el canal i -ésimo viene dado por:

$$N_s(E_{\gamma,i}^{orig}) = \frac{N_o(E_{\gamma,i}^{sel}) - N_f(E_{\gamma,i}^{sel})}{\varepsilon_i} \quad (4.4)$$

donde los subíndices s , o y f se refieren a la señal, la muestra de candidatos y la predicción del Modelo Estandar respectivamente. ε_i representa la eficiencia de reconstrucción y selección para la señal en el canal i -ésimo. De esta manera, a partir de los espectros de la figura 4.2, y de la eficiencia obtenida en 4.2, obtenemos la distribución de energía del fotón para el proceso $\tau\tau\gamma^A$, que aparece en la figura 4.4.

Los errores tenidos en cuenta incluyen el error estadístico en la muestra de candidatos, el error sistemático debido a la estadística finita de las muestras simuladas y el error en la eficiencia.

Asumiendo un espectro plano para la contribución anómala, obtenemos el número de sucesos de señal por canal como una media ponderada de los distintos puntos de la distribución, cuyo resultado se muestra en la figura 4.4. Este método es equivalente a ajustar la distribución a una recta de pendiente nula.

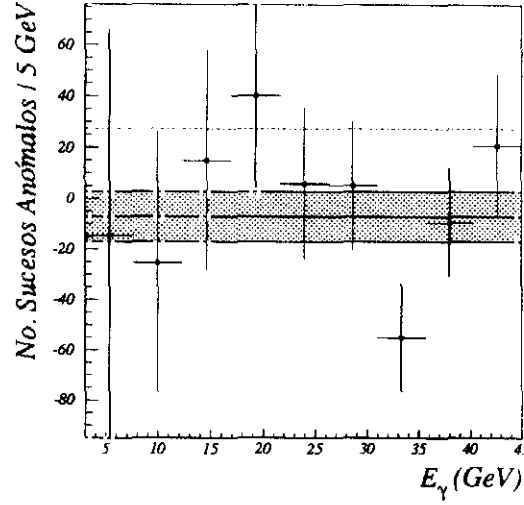


Figura 4.4: Espectro de energía del fotón aislado para el proceso $\tau\tau\gamma^A$. La línea continua muestra el valor medio para el número de sucesos anómalos por canal, mientras que la región sombreada corresponde a $\pm 1\sigma$ en torno a dicho valor medio. Como referencia, la línea discontinua punteada corresponde a la contribución anómala si, por ejemplo, $a_\tau = 0.1$.

De esta manera, el valor obtenido para el número total de sucesos con origen anómalo es $N_s = -64 \pm 89$ (*stat.* + *sist.*). Comparativamente, mostramos también en la figura 4.4, en línea discontinua punteada, el valor predicho para la contribución anómala si $a_\tau = 0.1$, correspondiente a un exceso respecto al Modelo Estandar.

Siendo la señal compatible con cero, procedemos ahora a establecer un límite a su existencia. Para ello, recurrimos al *método de los intervalos de confianza* [30], según el cual el número máximo de sucesos de señal ($N_{s,mx}$) para el cual tenemos un intervalo de confianza del 95% es:

$$N_{s,mx} = \max(N_s, 0) + 1.64 \times \sigma(N_s) \quad (4.5)$$

donde N_s y $\sigma(N_s)$ son los obtenidos a partir de la media ponderada.

Aplicando este método obtenemos un número máximo de 146 sucesos originados por el proceso $\tau\tau\gamma^A$. Usando la ecuación (1.52), esto se traduce en un límite sobre el momento magnético anómalo del leptón τ :

$$a_\tau < 0.077 \text{ (95\% C.L.)} \quad (4.6)$$

Para el momento dipolar eléctrico, el límite correspondiente es:

$$d_\tau < 4 \times 10^{-16} \text{ e cm (95\% C.L.)} \quad (4.7)$$

Este resultado establece límites, a partir de a_τ , a la existencia de estructura del leptón τ , y, a partir de d_τ , a la posibilidad de violación de CP en la corriente electromagnética. Los valores que hemos obtenido mejoran los de [35]. Y aunque son peores que los límites publicados en [33, 39], se refieren a un dominio cinemático diferente, ya que se aplican al acoplo del leptón τ con fotón reales. Sin embargo, están todavía lejos de los valores predichos por el Modelo Estandar a partir de correcciones radiativas de QED, que para a_τ son del orden de 10^{-3} .

Capítulo 5

Busqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$

La busqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ viene motivada, como ya se explicó en §1.4.3, como signatura de algunos modelos en los que el bosón de Higgs (H) se acopla de forma anómala a los bosones vectoriales. La identificación de dicho bosón H se hace a partir de sus productos de desintegración. Entre ellos, el canal dominante consiste en un par $b\bar{b}$. Sin embargo, esta situación cambia por debajo del umbral de producción del quark b , donde sus modos de desintegración principales son en los pares $c\bar{c}$ y $\tau^+\tau^-$.

Este proceso ya ha sido estudiado previamente [83, 84] a energías de LEP, identificando sus desintegraciones hadronicas. En este trabajo, hemos extendido la busqueda del bosón H por debajo del umbral de producción del par $b\bar{b}$, mediante la caracterización de pares $\tau^+\tau^-$ acompañados de un fotón. Para ello, partimos de la selección de sucesos $\tau\tau\gamma^{fs}$ realizada en el capítulo 3, ya que estamos interesados por sucesos con un fotón en el estado final. Esta selección ha sido relajada en algunos aspectos y endurecida en otros, en función de la cinemática especial del proceso buscado.

A lo largo de todo el capítulo haremos especial incapie en la caracterización de la masa invariante¹ del sistema de trazas que *retrocede* opuesto al fotón, y en particular, en la región por debajo del umbral de producción del par $b\bar{b}$. Esto es así ya que la señal esperada viene representada por un pico en el espectro de masas de dicho sistema, que será el candidato a provenir del bosón H .

En este capítulo nos centraremos por lo tanto en el canal de desintegración del bosón H en un par $\tau^+\tau^-$, dejando para el final su combinación con el canal $q\bar{q}$. Su estructura será la siguiente: Comenzaremos describiendo las características de la señal buscada en comparación a los procesos que constituyen una contaminación a esa señal. En la sección 2 describiremos la selección de candidatos. La sección 3 estará dedicada a la reconstrucción cinemática del suceso en la que nos apoyaremos para estudiar, en la sección 4, la resolución obtenida para la masa del bosón H . Las secciones 5 y 6 se dedicaran, respectivamente a la estimación de la eficiencia en la selección de los candidatos y de las contaminaciones que persistan tras dicha selección. La sección 7 tratara

¹Definiremos esta magnitud con rigor en §5.4

sobre la obtención del límite a la producción del proceso bajo estudio. Por último, en la sección 8 se llevara a cabo la combinación con el estudio del canal hadrónico en la desintegración del bosón H .

5.1 Características de la señal y de las contaminaciones

El estado final que buscamos como signature del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$, que consiste un par $\tau^+\tau^-$ acompañado de un fotón energetico ($\tau\tau\gamma^H$), es similar al proceso estudiado en el capítulo 3 ($\tau\tau\gamma^{fsr}$). Esta similitud se refiere fundamentalmente a la forma de identificar los leptones τ y el fotón, así como a las contaminaciones que allí aparecen. Remitimos por tanto al lector a aquel capítulo para la descripción de dichas contaminaciones.

En este análisis el proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$ constituye el fondo más importante que encubre la señal buscada. Sin embargo, y al igual que ocurriera en el estudio del proceso $\tau\tau\gamma^A$, la cinemática peculiar de la señal nos permite diferenciar parcialmente ambos procesos. Pero es precisamente esta cinemática la que provoca que aparezcan nuevas contaminaciones, debido en parte a ineficiencias del detector, que se ponen de manifiesto para masas bajas del bosón H .

5.1.1 Simulación de la señal

Para el estudio del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, hemos generado una muestra de sucesos en los que el boson Z^0 se desintegra en un bosón H y un fotón, con una distribución angular de la forma $1 + \cos^2\theta$. Posteriormente, la desintegración del bosón H en un par $\tau^+\tau^-$, así como la de éstos, han sido simuladas usando JETSET [80]. Este proceso ha sido repetido para distintas masas del bosón H , en el rango entre 5 y 70 GeV. Por último, hemos simulado el paso de los productos finales de la reacción $\tau^+\tau^-\gamma$ a través del detector DELPHI [76].

En lo que sigue, usaremos esta muestra para caracterizar la señal, así como para obtener la eficiencia de selección y la resolución en masa de dicha señal.

5.1.2 Características cinemáticas

Los estados finales $\tau\tau\gamma^H$ tienen características diferenciadas respecto a los sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$. Una de ellas proviene del hecho de que los sucesos $\tau\tau\gamma^H$ se originan tras la desintegración de dos procesos a dos cuerpos, con lo que la energía del fotón resultante viene fijada por la energía en centro de masas del par e^+e^- y la masa del bosón H (5.1). Por el contrario, el espectro de energías del fotón en el proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$ es, como ya hemos anticipado, divergente a energías bajas. Por lo tanto, para masas altas del bosón H existe una clara diferencia, mientras que para masas altas, la energía del fotón disminuye hasta que, cerca de la masa del Z^0 , la señal se confunde con la contaminación del proceso radiativo.

Por otra parte, el bosón H se produce con un alto momento, especialmente si su masa es baja, y en sentido opuesto al fotón. Por lo tanto, los productos de la desintegración del par $\tau^+\tau^-$, muy colimados, están muy separados del fotón, como se observa en la figura 5.1, que representa un suceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$.

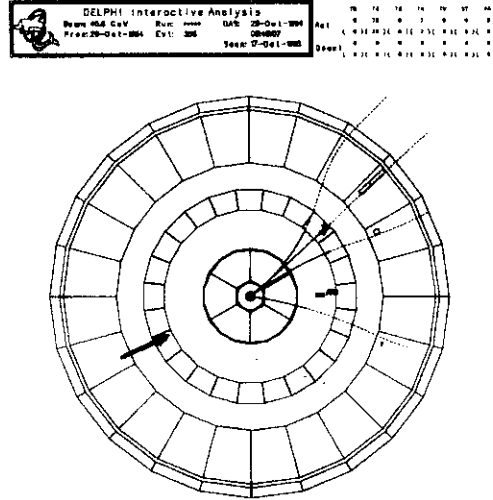


Figura 5.1: Suceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ simulado para $M_H = 40 \text{ GeV}$

Esta separación va disminuyendo a medida que la masa del bosón H aumenta. Por el contrario, en el proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$, los fotones se producen muy colimados respecto al leptón τ . De nuevo, es para masas altas del bosón H cuando ambos procesos se hacen indistinguibles. Estos comportamientos diferenciados se muestran en la figura 5.2, donde la acumulación a masas bajas y ángulos de aislamiento altos en (a) corresponde a sucesos $\tau\tau\gamma^{\pi^0}$, mientras que el resto de los sucesos corresponden al proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$.

De lo anterior se deduce que para masas altas del bosón H será muy difícil separar la señal del fondo radiativo, como veremos más adelante.

Por último, la contaminación procedente de sucesos $\tau\tau\gamma^{isr}$ está, como ya dijimos previamente, concentrada a ángulos polares bajos del fotón, lo que la distingue claramente de la señal buscada.

5.1.3 Contaminación a masas bajas del bosón H

Como ya avanzábamos en el capítulo 3, una nueva fuente de contaminación aparece en esta región de masas debido a ineficiencias en la detección de trazas cargadas. Dicho efecto se manifiesta fundamentalmente en los procesos $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ y $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, cuando en un hemisferio se pierden todas las trazas apareciendo un solo fotón muy aislado.

Otras fuentes de contaminación, para masas inferiores a 1.5 GeV, son:

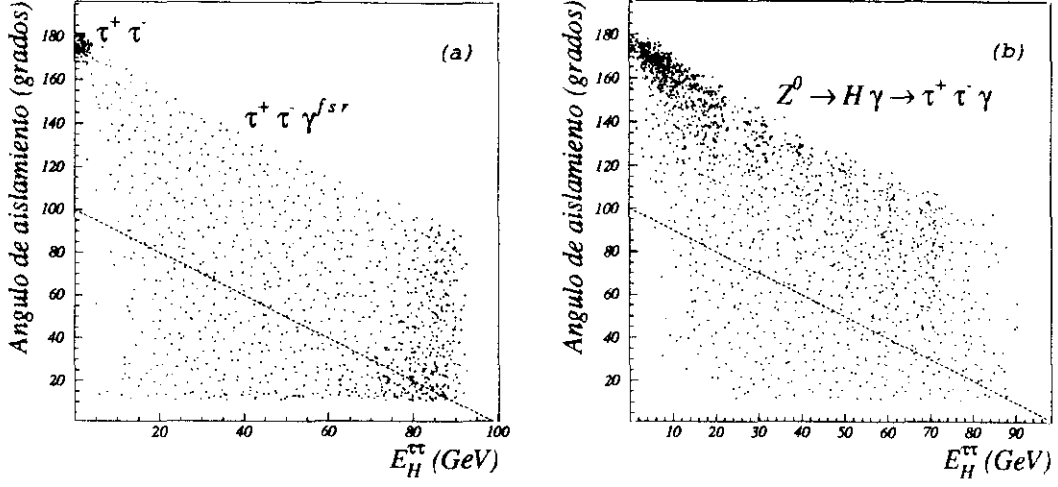


Figura 5.2: Angulo de aislamiento del fotón frente a la masa reconstruida del par $\tau^+\tau^-$, para dos muestras simuladas de $\tau^+\tau^-\gamma$ (a) y $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ (b) para distintas masas del bosón H generadas.

- $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow \gamma(e^+e^-)^{conv.}$
- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$

El primer proceso aparece cuando uno de los fotones de la reacción $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ se convierte en un par e^+e^- al pasar por el material pasivo del detector que se encuentra situado antes de la TPC.

El segundo proceso corresponde al retorno radiativo, en el que un fotón energético es emitido en el estado inicial, reduciendo la energía en centro de masas efectiva, produciéndose un par $q\bar{q}$ mediado por un fotón virtual.

5.2 Selección de candidatos

Como ya dijimos, la selección de sucesos $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ parte de la muestra de $\tau\tau\gamma^{fsr}$, si bien hemos modificado algunos de los criterios de selección allí aplicados para obtener la máxima eficiencia en la señal buscada, apoyado en su cinemática especial. Los cambios que hemos realizado se detallan a continuación:

- Eliminamos el corte $\theta_{jet,jet} > 30^\circ$ ya que éste suprime la mayor parte de la señal a masas bajas.

- Reducimos el valor del momento mínimo del *jet* a 0.5 GeV, ya que los sucesos $\tau\tau\gamma\pi^0$ son eliminados más adelante con un aislamiento más estricto.
- En la definición del momento total y de la energía radial no substraemos la energía del fotón. En la figura 5.3 mostramos la efectividad de este cambio para la energía radial.
- Substituimos el corte en acolinearidad por otro en momento transverso (ver §3.4.1) en función de la masa del bosón H , que se muestra especialmente eficaz a masas bajas.
- Recuperamos los sucesos con fotones convertidos despues de la TPC, ya que para la reconstrucción de la masa del suceso nos hemos basado, como se detallará más adelante, en el sistema de trazas cargadas, no siendo tan esencial la precisión en la energía del fotón.

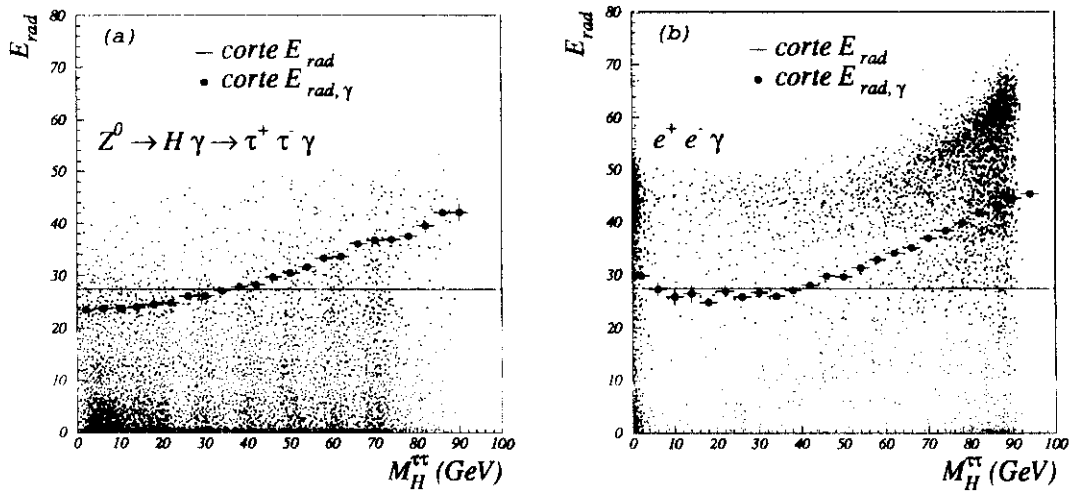


Figura 5.3: Energía radial en función de la masa reconstruida del par $\tau^+\tau^-$, para dos muestras simuladas de $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ (a) y de $e^+e^-\gamma$ (b), donde la línea continua representa el corte en la energía radial sin incluir el fotón y los puntos incluyendo el fotón.

5.2.1 Aislamiento estricto

Una vez seleccionados los sucesos con dos leptones τ y un fotón en el estado final, nuestro objetivo es eliminar, en la medida de lo posible, aquellos provenientes de Radiación de Estado Final, que constituyen nuestra mayor contaminación.

En primer lugar, endurecemos el corte en la energía mínima del fotón aislado, pasando de 3 a 10 GeV . Este corte elimina una fracción apreciable del fondo de $\tau\tau\gamma^{f^{sr}}$, manteniendo una alta eficiencia para la señal, que solo se ve levemente reducida a masas altas.

Por otro lado, aun cuando el requisito de un aislamiento de 13° es suficiente para eliminar una gran parte de la contaminación (fundamentalmente la originada por $\tau\tau\gamma^{f^{sr}}$ y $\tau\tau\gamma^{\pi^0}$), el corte de aislamiento del fotón óptimo depende de la masa del bosón H . Este efecto aparece, como ya se explico en §5.1.2, debido a la cinemática especial de la producción y posterior desintegración de dicho bosón.

Por lo tanto, hemos aplicado un corte variable en el ángulo de aislamiento, en función de la masa estimada para cada suceso (ver figura 5.2). El corte se ha fijado de tal manera que mantenga una eficiencia relativa para la señal en torno al 90 %. Esto se traduce en un rango para el ángulo de aislamiento mínimo entre 30° y 90° , para unas masas entre 70 GeV y 10 GeV , respectivamente.

Este criterio de selección es equivalente a un corte en el ángulo de desintegración en el sistema de referencia del sistema de los dos *jets*.

5.2.2 Selección a masas bajas

Como ya se explicó anteriormente, es necesario aplicar nuevos cortes para masas bajas, debido, bien a ineficiencias del detector que originan sucesos con masa artificialmente baja; bien a nuevos procesos físicos que tiene lugar en este rango de masas. Estas contaminaciones se aprecian claramente en la figura 5.4, donde el exceso en los dos primeros canales corresponde a los procesos ya citados anteriormente, así como a una mejor reconstrucción de trazas en la zona *hacia adelante* para la muestra simulada de la que se obtiene para los datos reales.

Así pues, para $M < 6 GeV$ aplicamos los siguientes cortes:

- $0^\circ < \phi_{\gamma, mod\ 60^\circ} < 26^\circ$ ó $34^\circ < \phi_{\gamma, mod\ 60^\circ} < 60^\circ$
- $32^\circ < \theta_{jet} < 148^\circ$
- $N_{CHA} = 0$
- $M_H > 1.5 GeV$

$\phi_{\gamma, mod\ 60^\circ}$ es el ángulo azimutal del fotón, módulo 60° , estando la frontera entre dos módulos contiguos de la TPC en torno a los 30° . N_{CHA} es la carga total del suceso.

El primer corte elimina los sucesos en los que el fotón aislado pasa cerca de la frontera entre dos módulos contiguos de la TPC (ver figura 5.5 (a)) evitando así los sucesos $\tau^+\tau^-$ en los que una traza se pierde en esa región. El segundo corte restringe el estudio a la zona del *barril*, asegurandonos una buena reconstrucción de los sucesos e^+e^- , para que éstos puedan ser eliminados usando los

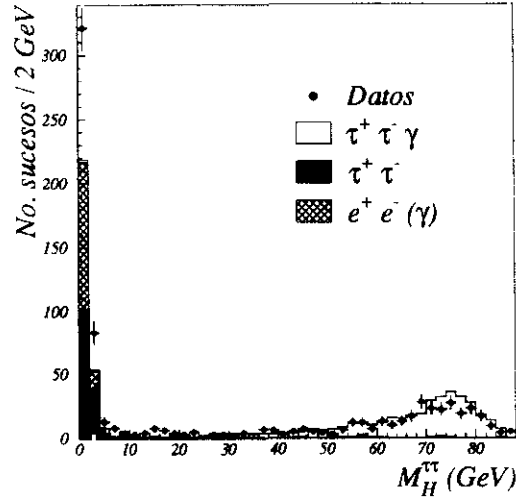


Figura 5.4: Masa reconstruida del par $\tau^+\tau^-$ tras los cortes de la sección anterior

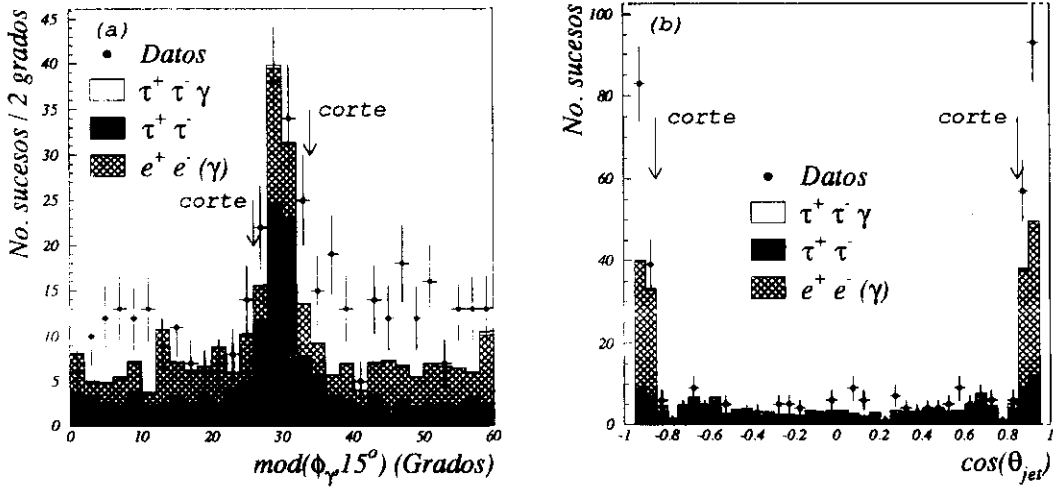


Figura 5.5: (a) $\phi_{\gamma, mod 60}$ para sucesos con una masa reconstruida menor de 6 GeV. (b) $\theta_{jet,1}$ para sucesos con una masa reconstruida menor de 6 GeV.

observables descritos anteriormente. Como se puede ver en la figura 5.5 (b), la contaminación de sucesos $e^+e^-(\gamma)$ se acumulan en la zona *hacia adelante*.

El corte en N_{CHA} contribuye a eliminar sucesos en los que no se han reconstruido todas sus trazas cargadas, como son las contaminaciones a las que nos referimos en esta sección, manteniendo una elevada eficiencia para la señal (ver figura 5.6).

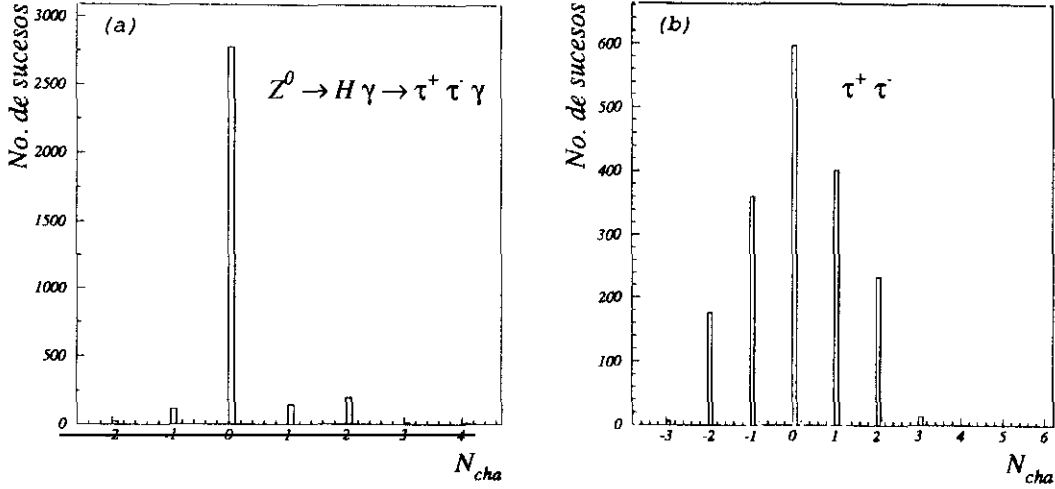


Figura 5.6: Carga total del suceso para dos muestras simuladas de $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+ \tau^- \gamma$ (a) y $\tau^+ \tau^-$ (b), con una masa reconstruida para el par $\tau^+ \tau^-$ menor que 6 GeV.

Por último, el corte en M_H descarta los sucesos $e^+e^- \rightarrow \gamma(e^+e^-)^{conv.}$ y $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}\gamma$, con un impacto mínimo sobre la eficiencia para $\tau\tau\gamma^H$, al estar por debajo del umbral de producción de un par $\tau^+\tau^-$.

5.3 Reconstrucción cinemática del suceso

5.3.1 Método de reconstrucción

Procederemos ahora a obtener una mejor caracterización de la muestra de candidatos seleccionada anteriormente. Para ello usaremos la reconstrucción cinemática descrita en §3.5.2, y que allí aplicábamos a la muestra de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$. Como ya hemos explicado, el método consiste en explotar la conservación energía-momento en una desintegración a tres cuerpos, suponiendo que las tres partículas del estado final tiene masa nula. De esta manera, reconstruimos los momentos de las tres partículas en función de los ángulos entre ellas, que se obtienen con mayor precisión que la medida de los momentos dada por las cámaras de trazas.

Este método no es aplicable a sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$. Pero eso ocurre fundamentalmente para sucesos en los que los dos leptones τ son muy colineales (esto es, el fotón es emitido muy colimado respecto a uno de los dos leptones τ). En la muestra que ahora analizamos, hemos exigido que el fotón esté muy separado de cualquiera de los dos leptones τ . Además, debido al alto momento que lleva el leptón τ en relación con su masa, sus productos de desintegración se originan en una dirección muy cercana a la que llevaba el leptón τ inicialmente. Debido

también a ese alto momento del leptón τ la suposición $m_\tau = 0$ está garantizada. Gracias a estos tres efectos, el momento que reconstruimos para las tres partículas resulta ser una buena aproximación de su momento real, como se puede ver en la figura 5.7 (a), para el caso del fotón. De esta manera, obtenemos el momento de los leptones τ originales, que desconocemos a priori debido a la energía que se llevan los neutrinos. Podemos ver en la figura 5.7 (b), para una muestra simulada de sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$, la bondad de la reconstrucción.

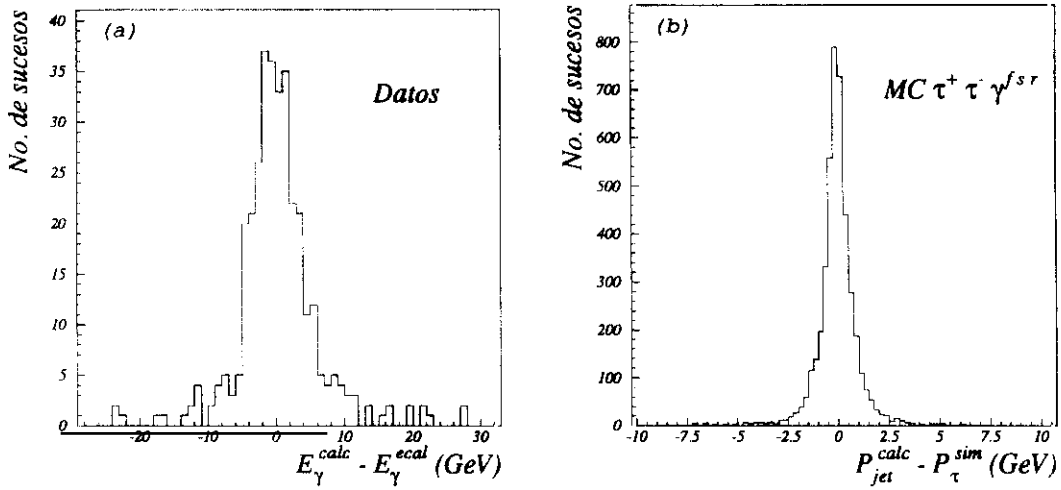


Figura 5.7: (a) Diferencia entre la energía calculada del fotón y su energía medida por los calorímetros electromagnéticos, para la muestra de candidatos tras los cortes previamente descritos. (b) Diferencia entre el momento calculado del jet y el momento del leptón τ correspondiente, para una muestra simulada de sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$.

5.3.2 Cortes de calidad

Los momentos reconstruidos por este método son incorrectos cuando una o varias de las trazas cercanas a un fotón no son reconstruidas debido a ineficiencias del detector (ver figura 3.8). Esto nos permite identificar estos sucesos, ya que el momento reconstruido para el fotón toma un valor artificialmente elevado. Por tanto, hemos aplicado un criterio de compatibilidad entre la energía medida para el fotón y la energía reconstruida por este método: requerimos que $E_\gamma^r - E_\gamma^m < 4 \times \sigma(E_\gamma^m)$, donde $\sigma(E_\gamma^m)$ es la resolución en la energía calorimétrica. En la figura 5.8 vemos la efectividad de este corte.

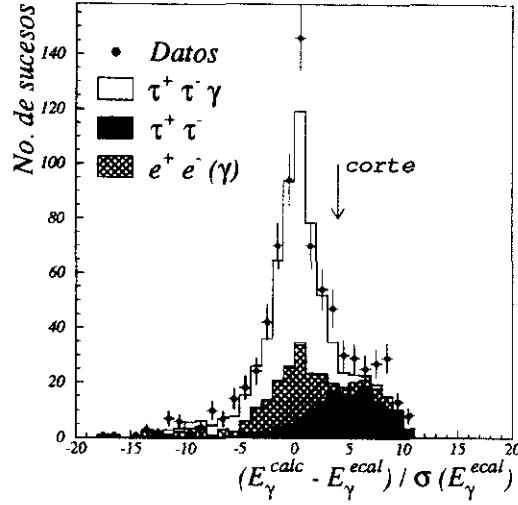


Figura 5.8: $(E_\gamma^r - E_\gamma^m)/\sigma(E_\gamma^m)$ antes de los cortes para bajas masas.

5.4 Resolución en masa

La sensibilidad del detector en la búsqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ viene dada, en gran medida, por la resolución experimental en la determinación de la masa del par $\tau^+\tau^-$, ya que la signatura que caracterizará al mencionado proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ es un pico en dicho espectro de masas.

El método habitual para la obtención de la masa del sistema $\tau^+\tau^-$ es el uso de la energía del fotón que *retrocede* opuesto a aquél:

$$(M_H^\gamma)^2 = s - 2\sqrt{s}E_\gamma \quad (5.1)$$

Por lo tanto, la resolución en masa a partir de este método es:

$$\delta M_H = \left(\frac{\sqrt{s}}{M_H} \right) \delta E_\gamma \quad (5.2)$$

lo que implica un rápido empeoramiento de la resolución a medida que la masa disminuye.

Para obtener una mejor resolución, la información del fotón es complementada por la información del sistema $\tau^+\tau^-$ aplicando LUCCLUS [80], como ya se explico en §3.4.1, para construir los *jets* de las trazas correspondientes a la desintegración de cada leptón τ . La masa del bosón H en este caso, es:

$$\begin{aligned} (M_H^{\tau\tau})^2 &= \left(\sum_i E_i \right)^2 - \left(\sum_i \vec{P}_i \right)^2 \\ &\simeq 2P_{\tau^+}P_{\tau^-}(1 - \cos \psi_{\tau^+, \tau^-}) \end{aligned} \quad (5.3)$$

donde hemos usado los momentos reconstruidos que obtuvimos en la sección anterior, junto con la suposición $m_\tau = 0$.

En la figura 5.9 podemos ver la masa reconstruida por ambos métodos, para sucesos $\tau\tau\gamma^H$ generados con $M_H = 50 \text{ GeV}$, después de pasar los cortes de selección.

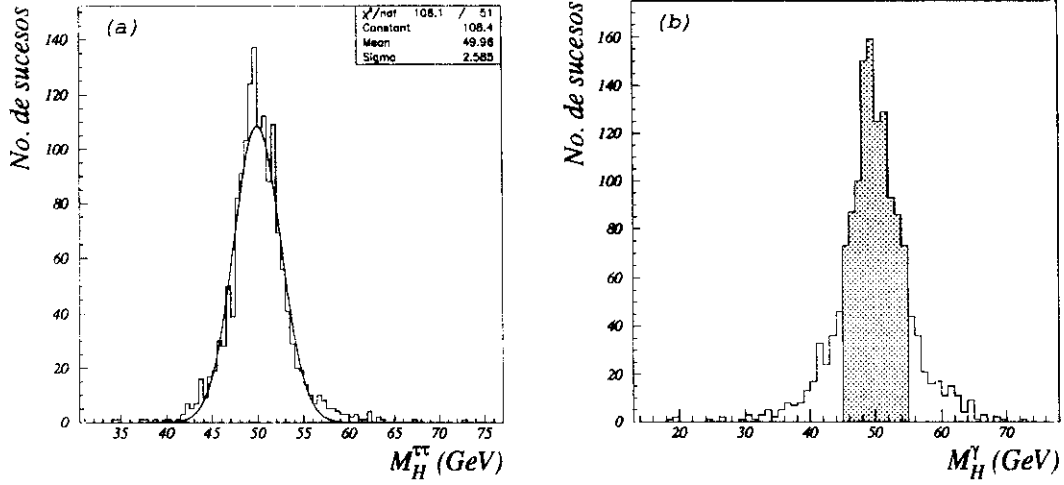


Figura 5.9: (a) $M_H^{\tau\tau}$ y (b) M_H^γ para una muestra simulada de sucesos $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$, con $M_H = 50 \text{ GeV}$

En ella se aprecia claramente la mejora en la resolución al usar $M_H^{\tau\tau}$. Mostramos también en la figura 5.10 ambos espectros de masa para una muestra de sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$ simulados a los que se les ha aplicado los criterios de selección anteriormente descritos. Como se puede observar, existe un buen acuerdo entre ambas definiciones, que sólo falla para masas altas, debido a la resolución en la medida de los ángulos entre las tres partículas.

5.4.1 Cálculo de la resolución

Para el cálculo de la resolución para una masa determinada, partimos de una muestra de sucesos $\tau\tau\gamma^H$ simulados con dicha masa (ver §5.1.1), a los que se les aplica los criterios de selección detallados en §5.2. Para esta muestra final, hemos estudiado los métodos de reconstrucción de masa explicados anteriormente. Tomemos, como ejemplo, las distribuciones de la figura 5.9, a partir de una muestra generada con $M_H = 50 \text{ GeV}$.

El método más natural para la obtención de la resolución consiste en ajustar una gaussiana a la distribución de masa, y usar la desviación estandar de dicha gaussiana como medida de la resolución. Este método, sin embargo, no es válido en nuestro caso debido a la existencia de colas no gaussianas en la distribución de masa, como se aprecia en la figura 5.9 (a).

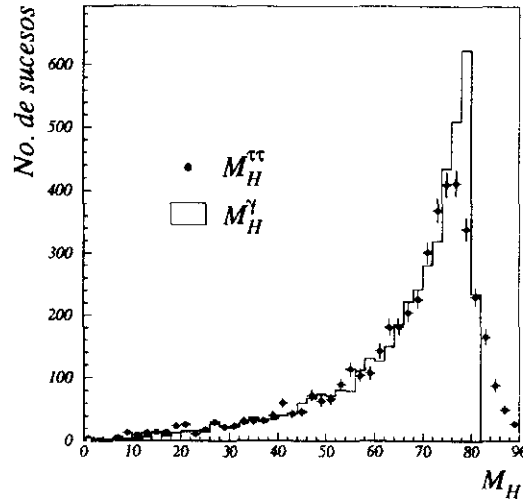


Figura 5.10: Espectro de masas del par $\tau^+\tau^-$, usando las dos definiciones previamente descritas, para una muestra simulada de sucesos $\tau\tau\gamma^{fsr}$.

El estimador de la resolución que hemos usado es el valor M_0 dentro del cual está contenido el 68 % de los sucesos de la distribución (ver figura 5.9 (b)). El error de ese estimador se obtiene a partir del error binomial en la muestra de sucesos que quedan dentro de M_0 .

Por último, para obtener la resolución en función de la masa del bosón H , repetimos el proceso anteriormente descrito para varios valores de su masa e interpolamos una función polinómica. El resultado se puede ver en la figura 5.11 donde se aprecia claramente la mejora en la resolución gracias al uso de $M_H^{\tau\tau}$, que solo empeora respecto a M_H^γ para masas altas.

5.4.2 Combinación de masas

Los dos métodos que hemos obtenido para la medida de la masa del bosón H son completamente independientes, por lo que al combinarlos obtendremos una medida de la masa con la mejor resolución posible. Para ello, recurrimos a la fórmula para la combinación de medidas con una misma media, desconocida, y errores conocidos:

$$M_H^{comb} = \frac{\frac{M_H^{\tau\tau}}{(\Delta M_H^{\tau\tau})^2} + \frac{M_H^\gamma}{(\Delta M_H^\gamma)^2}}{\frac{1}{(\Delta M_H^{\tau\tau})^2} + \frac{1}{(\Delta M_H^\gamma)^2}} \quad (5.4)$$

Los errores para las distintas medidas de la masa vienen dados por las resoluciones que hemos calculado previamente para dichas medidas.

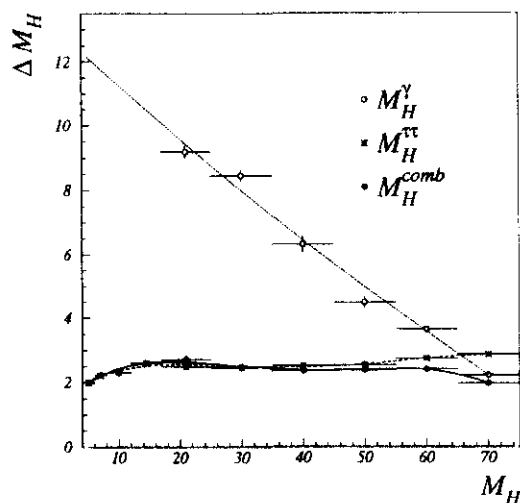


Figura 5.11: Resolución en la masa del par $\tau^+\tau^-$, para las tres definiciones descritas.

La figura 5.11 muestra como la resolución para la masa combinada es mejor que para cada uno de los dos métodos independientemente.

En la figura 5.13 se puede apreciar asimismo el acuerdo entre la muestra de candidatos y la predicción del Modelo Estandar para esta nueva medida de la masa del sistema $\tau^+\tau^-$. Es en este espectro donde hemos buscado una posible señal del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$.

5.5 Estimación de la eficiencia

La eficiencia de los criterios de selección detallados en §5.2 y §5.3.2 se obtiene como el cociente entre el numero de sucesos $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ que satisfacen dichos criterios de selección, para una masa dada del bosón H , y el numero de sucesos, correspondientes a ese proceso, inicialmente producidos.

La estimación de la eficiencia se hace a partir de varias muestras simuladas por Monte Carlo, para distintas masas del bosón H , del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ (ver §5.1.1).

La eficiencia final así obtenida, que es superior al 30 %, se muestra en la figura 5.12, donde los errores mostrados son estadísticos, obtenidos suponiendo una distribución binomial para la eficiencia.

La incertidumbre en el valor de cada corte debido a la resolución en el observable correspondiente se traduce en la aparición de un error sistemático de la eficiencia, asociado a dicho corte. Para calcularlo, se evalúa la eficiencia desplazando el valor de cada corte según la resolución de observable bajo estudio. Siguiendo este método, se ha obtenido un error del 2 % asociado a la eficiencia.

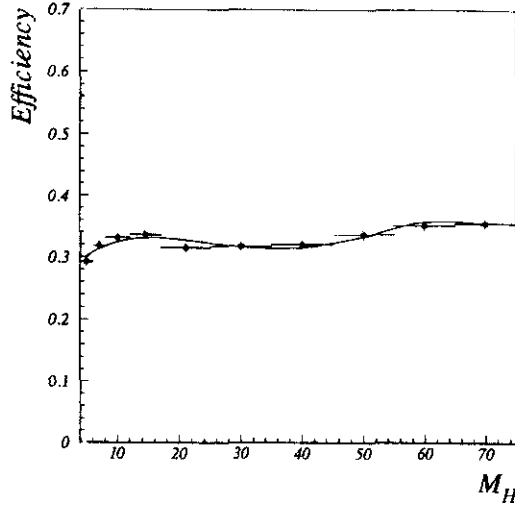


Figura 5.12: Eficiencia de los criterios de selección para la señal en función de la masa del bosón H .

5.6 Estimación de la contaminación

Como ya se explicó al inicio del capítulo, el proceso $\tau\tau\gamma^{fsr}$ constituye una contaminación irreducible para la señal buscada. Será por tanto necesario una substracción de dicha contaminación.

La estimación de la contaminación la hacemos a partir de simulación de Monte Carlo. El generador KORALZ [27] es usado para la contaminación del proceso radiativo $\tau^+\tau^-\gamma$, tanto para el caso de Radiación de Estado Inicial como el de Radiación de Estado Final. También tiene en cuenta los sucesos con un π^0 identificado como un fotón aislado, ya sea por la propia cinamática de la desintegración del leptón τ o debido a ineficiencias en la detección de trazas cargadas. Los procesos $e^+e^-\gamma$ y $\mu^+\mu^-\gamma$ son tenidos en cuenta mediante los generadores BABAMC [29] y KORALZ respectivamente. Para una descripción más detallada de las propiedades de estos generadores referimos a lector a §1.2.2. Todos los sucesos generados han sido procesados a través de una simulación detallada del detector [76].

Las muestras de sucesos simulados son las mismas que para el estudio del proceso $\tau\tau\gamma^A$. De nuevo, hemos realizado aquí, como ya hicimos en el capítulo anterior, una normalización absoluta de estas muestras. Esto nos permite, al compararlas con la muestra de candidatos, una mejor caracterización de otras posibles contaminaciones no tenidas en cuenta en los procesos simulados.

El error en la estimación de la contaminación, viene dada, como ya se indicó en el capítulo anterior, por la estadística finita de los sucesos simulados. La mayor contribución es debido a la muestra de sucesos $e^+e^-\gamma$. Este error ha sido tenido en cuenta a la hora de obtener el límite sobre la señal buscada.

En la figura 5.13 podemos observar el buen acuerdo, para el espectro de masas del sistema $\tau^+\tau^-$, entre la muestra de candidatos y la predicción del Modelo Estandar, desglosada en las distintas muestras detalladas anteriormente.

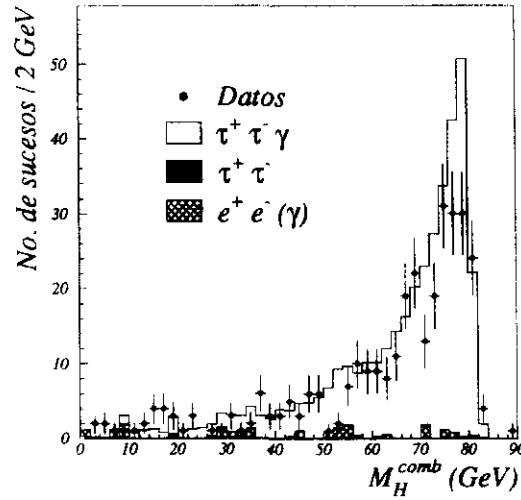


Figura 5.13: Espectro de masas del par $\tau^+\tau^-$, comparando la muestra de candidatos con la contaminación esperada según el Modelo Estandar.

5.7 Límite experimental para el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$

Como ya indicamos en §5.2, la señal que buscamos, de existir, se ha de manifestar como un pico en el espectro de masas del sistema $\tau^+\tau^-$. Del estudio de dicho espectro, en la figura 5.13, no se observa ningún exceso en la muestra de candidatos, respecto al fondo predicho por el Modelo Estandar. Por lo tanto, hemos procedido a obtener un límite a la producción del bosón H , en el proceso antes mencionado.

En esta sección nos restringiremos, por el momento, a la obtención del límite a $BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) \times BR(H \rightarrow \tau^+\tau^-)$. Este límite es muy general, pudiendose aplicar a una gran variedad de modelos, en los que el bosón H se puede entender como un escalar genérico.

El método para obtener el límite es el siguiente: Para un valor dado de la masa en el espectro de masas del sistema $\tau^+\tau^-$, se define a su alrededor una ventana dentro de la cual buscaremos un exceso en el numero de candidatos respecto a los predichos por el Modelo Estandar. El tamaño de la ventana, para esa masa, se elige a partir de la distribución en masa de la señal, de

manera que contenga el 90 % de ésta. De nuevo aquí hemos tenido en cuenta las pequeñas colas no gaussianas que aparecen en la distribución de masa para la señal. Este proceso se ha repetido para las distintas masas del bosón H generadas. Interpolando un polinomio entre los distintos valores obtenidos, se consigue así un tamaño de la ventana variable en función de la masa del bosón. La numero de sucesos de la señal, para una masa dada, es la diferencia entre el numero de candidatos y de sucesos de fondo predicho por el Modelo Estandar.

Cálculo de límite

Para calcular el límite sobre la señal, para cada masa, distinguimos dos casos dependiendo del numero de candidatos que aparecen en la ventana. Por debajo de 10 sucesos, aplicaremos la estadística de Poisson. Por encima de 10 sucesos, podemos suponer una distribución gaussiana para dichos sucesos.

Para el caso gaussiano, obtenemos el límite sobre la señal usando el *método de los intervalos de confianza* [30]. Según éste, el número máximo de sucesos de señal ($N_{s, mx}^c$) para el cual tenemos un intervalo de confianza del 95 % es:

$$N_{s, mx}^c = \max((N_o^c - N_f^c), 0) + 1.64 \times \sqrt{N_o^c + \sigma(N_f^c)^2} \quad (5.5)$$

donde el superíndice c se refiere a muestras tras los cortes de selección y N_o es el número de candidatos, N_f es e número de sucesos de fondo y $\sigma(N_f)$ es el error en la estimación del fondo.

Para el caso poissoniano, hacemos uso de la siguiente expresión para el límite de confianza al 95 % [30]:

$$0.95 = 1 - \frac{e^{-((N_f^c - \sigma(N_f^c)) + N_{s, mx}^c)} \sum_{n=0}^{N_f^c} \frac{((N_f^c - \sigma(N_f^c)) - N_{s, mx}^c)^n}{n!}}{e^{-(N_f^c - \sigma(N_f^c))} \sum_{n=0}^{N_f^c} \frac{(N_f^c - \sigma(N_f^c))^n}{n!}} \quad (5.6)$$

donde, para tener en cuenta el error en la estimación del fondo, lo restamos a éste último.

Para obtener el límite al número de sucesos de señal, hemos de corregir el número de suceso tras los cortes por la eficiencia de dichos cortes (ε):

$$N_{s, mx} = \frac{N_{s, mx}^c}{\varepsilon} \quad (5.7)$$

Estimación de los errores para el cálculo del límite

Las fuentes de error para N_s que hemos tenido en cuenta han sido, en orden de importancia, las siguientes:

- error estadístico en el número de candidatos,
- error sistemático debido al error en la estimación de la contaminación,

- error sistemático debido al error en la eficiencia.

El error estadístico en el número de candidatos es el dominante, debido a la baja estadística de la muestra para cada ventana de masa.

La siguiente fuente de error en orden de importancia es debido a la incertidumbre en la estimación del fondo, que, como ya se explicó en la sección anterior, es debido fundamentalmente a la limitada estadística de la muestra de $e^+e^-\gamma$ simulados. Para tener en cuenta este error en la obtención del límite, se suma en cuadratura al error estadístico, en el caso del límite gaussiano; y se resta al número de sucesos de fondo, en el caso del límite poissoniano.

Por último, el error en la eficiencia induce un error en la estimación final de la señal, afectando, por tanto, el valor del límite final. La inclusión de este error de manera conservadora nos lleva a:

$$N_{s,mx} = \frac{N_{s,mx}^c}{\varepsilon - \Delta\varepsilon} \simeq \frac{N_{s,mx}^c}{\varepsilon} \times \left(1 - \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon}\right) \quad (5.8)$$

Como ya vimos en §5.5, el error en la eficiencia es del orden del 3 %, que es despreciable frente al error estadístico en el número de candidatos.

Tras el análisis de los errores que afectan al número de sucesos esperado para la señal, el límite que obtenemos para $BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) \times BR(H \rightarrow \tau^+\tau^-)$ se muestra en la figura 5.14

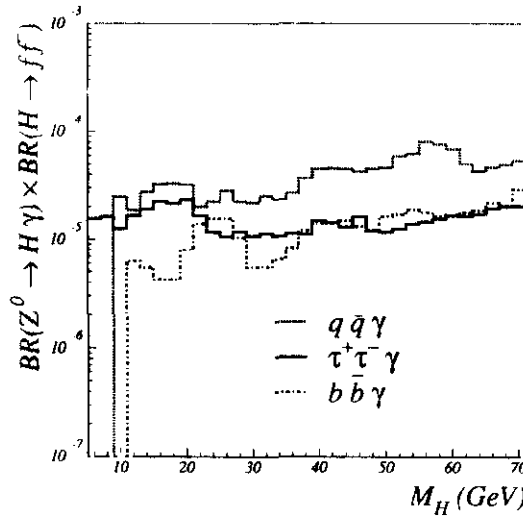


Figura 5.14: Límites sobre $BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) \times BR(H \rightarrow f^+ f^-)$ para las muestras de $\tau^+\tau^-\gamma$, $q\bar{q}\gamma$ y $b\bar{b}\gamma$, en función de la masa del bosón H .

5.8 Busqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ a traves del canal $H \rightarrow q\bar{q}$

En esta sección describiremos someramente la caracterización del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ a traves de las desintegraciones hadrónicas del bosón H , identificando en especial el canal $H \rightarrow b\bar{b}$, que es, como hemos explicado en §1.1.3.2, el canal dominante. Para ello aprovecharemos la medida precisa de trazas obtenida por el VD.

5.8.1 Selección de la muestra $q\bar{q}\gamma$

La muestra de la que partimos esta formada por todos los sucesos multihadrónicos recogidos por el detector DELPHI entre 1991 y 1994, correspondiendo aproximadamente a 3.2 millones de desintegraciones hadrónicas del bosón Z^0 .

5.8.1.1 Selección hadrónica

Los cortes para la selección de sucesos hadrónicos es simple. Basta con exigir:

- $N_{cha} \geq 5$,
- $E_{vis} \geq 12\% \sqrt{s}$.

Estos cortes seleccionan una muestra de 3,062,370 desintegraciones hadrónicas del bosón Z^0 , con una eficiencia del $95.4 \pm 0.2\%$ y una contaminación menor del 1% de sucesos leptónicos .

5.8.1.2 Identificación de un fotón aislado

Los candidatos para el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma \rightarrow q\bar{q}\gamma$ son seleccionados exigiendo la presencia de al menos una cascada energética en alguno de los calorímetros electromagnéticos de DELPHI. Esta cascada ha de cumplir los criterios estandar de identificación de fotones en DELPHI (ver §3.3.2).

Tras estos criterios de calidad, aplicamos cortes adicionales para seleccionar estados finales $q\bar{q}\gamma$ con un fotón aislado:

- el fotón ha de tener una energía mínima de 5.5 GeV,
- el ángulo polar del fotón ha de estar fuera de la región $|\cos \theta_\gamma| < 0.95$,
- no ha de haber trazas cargadas con energía superior a 500 MeV en un cono de 20° alrededor de la dirección del fotón,
- la energía total neutra en dicho cono ha de ser menor de 1 GeV.

Estos cortes reducen considerablemente la contaminación debido a Radiación de Estado Inicial y sucesos con π^0 energéticos, pero aun existe una contaminación apreciable de Radiación de Estado Final.

Para eliminar en la medida de lo posible este último tipo de fondo hacemos uso de la misma idea aplicada en §5.2.1, endureciendo el corte en el ángulo de aislamiento del fotón en función de la masa del sistema $q\bar{q}$.

5.8.1.3 Identificación del quark b

Como ya explicamos en el primer capítulo, el canal de desintegración $H \rightarrow b\bar{b}$ es, por encima de su umbral de producción, dominante. Por lo que respecta al fondo, la Radiación de Estado Final emitida por quarks b está penalizada respecto a la emitida por otros quarks debido a su carga eléctrica ($-\frac{1}{3}$). Por otro lado, la contaminación debida a π^0 proviene fundamentalmente de quarks ligeros. Estas tres razones nos conducen a la idea de identificar el quark b de entre los estados finales $q\bar{q}\gamma$ para incrementar la señal sobre el fondo.

La buena resolución del detector de microvértices de DELPHI permite una identificación muy precisa del vertice de desintegración del quark b . El método usado, que se describe en detalle en [85], produce como resultado, a partir de la información perpendicular al haz², una variable que se puede interpretar como la probabilidad de que todas las trazas del suceso provengan del vértice primario común.

Para una correcta estimación del vértice primario del suceso, hemos usado un punto de interacción promedio, con lo que hemos mejorado la sensibilidad de la variable de identificación de los quarks b .

La aplicación de este método sobre sucesos simulados muestra que, para el valor elegido para el corte en la variable de identificación, su eficiencia antes de los cortes de aislamiento depende de la masa del bosón H . En la tabla 5.1 mostramos la eficiencia para la señal en función de la masa del bosón H , después de los cortes de aislamiento, antes y después de aplicar el corte de identificación del quark b .

Así pues, aplicaremos nuestro análisis a dos muestras distintas, a saber: la muestra de sucesos $q\bar{q}\gamma$ y la muestra de sucesos $b\bar{b}\gamma$, con una menor contaminación.

5.8.2 Reconstrucción cinemática del suceso y resolución en masa

Como ya vimos en §5.4, la resolución en masa a partir de la información del fotón que *retrocede* frente al sistema de trazas cargadas empeora a medida que disminuye la masa. Por tanto, procedemos también para $q\bar{q}\gamma$ a complementar

²Desde 1994 el VD registra información de las trazas también para la dirección z . No obstante, esta información está todavía bajo estudio, por lo que no se ha incluido en el presente análisis.

$M_H(\text{GeV})$	Resolución en masa (GeV)	Eficiencia antes de la identificación	Eficiencia tras la identificación
12.	1.5 ± 0.2	$56.0 \pm 1.5 \%$	$30.0 \pm 2 \%$
20.	1.9 ± 0.2	$55.5 \pm 1.5 \%$	$27.0 \pm 2 \%$
30.	2.1 ± 0.2	$55.0 \pm 1.5 \%$	$25.0 \pm 2 \%$
40.	2.4 ± 0.3	$54.0 \pm 1.5 \%$	$23.0 \pm 2 \%$
50.	2.2 ± 0.2	$53.0 \pm 1.5 \%$	$23.0 \pm 2 \%$
60.	2.6 ± 0.3	$51.0 \pm 1.5 \%$	$24.5 \pm 2 \%$
70.	2.0 ± 0.2	$49.5 \pm 1.5 \%$	$26.0 \pm 2 \%$

Tabla 5.1: Eficiencia sobre sucesos simulados, antes y despues de la aplicación del procedimiento para la identificación de quarks b . Los valores están normalizados a las fracciones de desintegración respectivas. Los errores reflejan la estadística de la muestra simulada.

esta información con la que obtengamos de los *jets* hadrónicos, en los cuales aplicamos una reconstrucción cinemática análoga a la detallada en §5.3.1.

Para ello, definimos los *jets* aplicando el algoritmo JADE [86] a todas las partículas reconstruidas, excepto el fotón, hasta que encontramos unicamente dos *jets*. De nuevo, usamos las masas de los dos *jets* así como sus direcciones, junto con la dirección del fotón y la energía del haz, para obtener una medida de los momentos de ambos jets. En este caso, hemos supuesto que la masa de cada *jet* se escala en la misma proporción que su momento.

Combinando esta medida independiente de la masa con la que se obtiene de la energía calorimétrica del fotón se consigue una apreciable mejora para todo el espectro de masas, como ya ocurriera para la muestra de $\tau^+\tau^-\gamma$. Los resultados finales de la resolución pueden apreciarse en la tabla 5.1.

También en las muestras de sucesos $q\bar{q}\gamma$ y $b\bar{b}\gamma$ aparecen sucesos en los que la pérdida de trazas próximas al fotón hacen que su energía reconstruida sea artificialmente elevada. Un criterio de compatibilidad análogo al aplicado en §5.3.2 permite eliminar estos sucesos, que constituyen una importante contaminación para la señal.

5.8.3 Estimación de la contaminación

Hemos usado dos métodos distintos en la estimación de la contaminación para los dos muestras bajo estudio. En la muestra hadrónica general, estimaremos la contaminación a partir de los propios datos. Para la muestra de $b\bar{b}\gamma$, hemos utilizado la simulación por Monte Carlo para la estimación del fondo.

En la muestra de $q\bar{q}\gamma$, antes de aplicar la identificación de quarks (ver figura 5.15), tenemos una alta estadística y un espectro suave de masas. Es por tanto posible estimar la forma de la contaminación a partir de la muestra de candidatos.

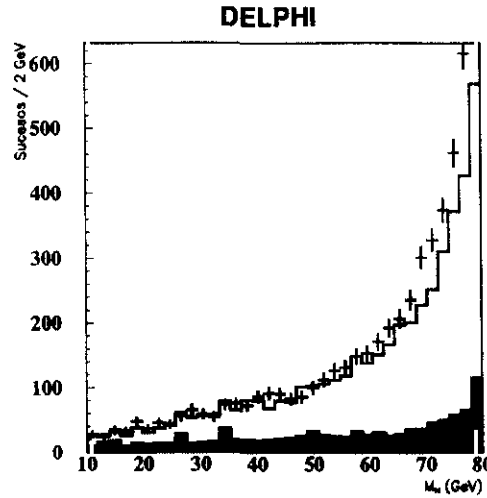


Figura 5.15: Espectro de masas del par $q\bar{q}$, comparando la muestra de candidatos con la contaminación esperada según el Modelo Estandar.

Después de la identificación de quarks b , el número de sucesos que quedan es demasiado pequeño para aplicar la técnica anterior. En este caso, estimamos el fondo ajustando una curva a la muestra $q\bar{q}\gamma$ simulados a partir del programa de Monte Carlo JETSET [80]. En la figura 5.16 se puede ver el buen acuerdo entre la muestra de candidatos y la simulación. Podemos ver una fluctuación

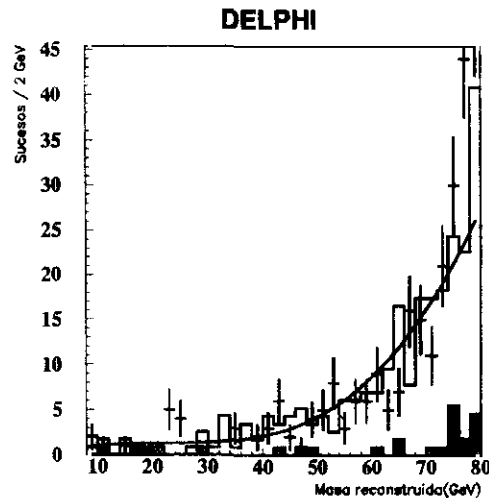


Figura 5.16: Espectro de masas del par $b\bar{b}$, comparando la muestra de candidatos con la contaminación esperada según el Modelo Estandar.

estadística en torno a los 23 GeV con una probabilidad del 3 %. Los candidatos

en esta región de masa han sido estudiados en detalle³, sin mostrar ninguna característica especial.

5.8.4 Límite independiente del modelo

Comparando el numero de candidatos frente a la contaminación prevista por el Modelo Estandar, para las muestras de $q\bar{q}\gamma$ y $b\bar{b}\gamma$, no se observa ningún exceso significativo. Podemos, por lo tanto, obtener un límite, independiente del modelo, para $BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) \times BR(H \rightarrow f\bar{f})$.

El método para establecer este límite es análogo al descrito en §5.7 para la muestra de $\tau^+\tau^-\gamma$. Los límites obtenidos para las muestras $q\bar{q}\gamma$ y $b\bar{b}\gamma$ se muestran en la figura 5.14.

5.9 Límite sobre el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$

Los límites que hemos obtenido anteriormente son generales, pudiendose aplicar a una gran variedad de modelos. Procederemos ahora a obtener, a partir de aquéllos, un límite para el proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$. Para ello supondremos, para el bosón H , las fracciones de desintegración predichas por el Modelo Estandar, tal como vimos en §1.1.3.2. Según estas fracciones de desintegración definimos tres regiones para el espectro de masas:

- Región I (5 - 9 GeV). El límite se basa en el análisis $\tau^+\tau^-\gamma$, cuya fracción de desintegración varia del 12% a 5 GeV al 54% a 9 GeV.
- Región II (9 - 11 GeV). Para evitar incertidumbres en el umbral de producción del quark b , elegimos el peor límite de los tres análisis. De la figura 5.14 resulta ser el correspondiente a $q\bar{q}\gamma$.
- Región III (11 - 70 GeV). El límite se basa en el análisis $b\bar{b}\gamma$, dominante para ese rango de energías.

El límite para la fracción de desintegración del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ que se logra siguiendo este esquema se muestra en la figura 5.17, a partir de la cual se obtiene:

$$BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) < 3 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-6} \quad (5.9)$$

Aunque este resultado está todavía un factor 5 por encima de la predicción del Modelo Estandar, nuestro límite resulta ya relevante para algunas regiones del espacio de parámetros de modelos supersimétricos. Y, por supuesto, restringe una región considerable en el espacio de parámetros de modelos con acoplos anómalos del boson H .

³Para dicho estudio hemos usado DELGRA, el programa de visualización de sucesos individuales en DELPHI (ver §2.4)

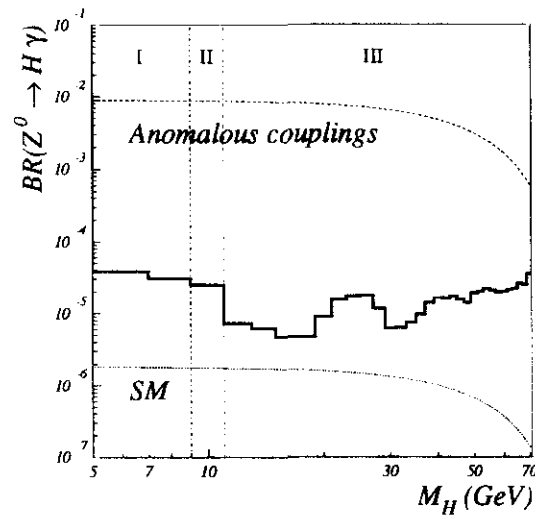


Figura 5.17: Límite combinado asumiendo las fracciones de desintegración del Modelo Estandar para el bosón H . Las etiquetas I, II y III hacen referencia a las regiones previamente descritas en el texto. También se muestra la predicción del Modelo Estandar (línea de puntos) y la región permitida por los límites de baja energía sobre los acoplos anómalos del bosón H (línea discontinua).

Conclusiones

En esta memoria hemos presentado un estudio del proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ producido en el acelerador LEP a varias energías en centro de masas en torno a la masa del bosón Z^0 (89.4 GeV, 91.25 GeV y 93.0 GeV). La muestra de sucesos analizados ha sido recogida por el detector DELPHI durante los periodos de toma de datos de 1992 y 1993, correspondiendo aproximadamente a 1.5 millones de desintegraciones hadrónicas del bosón Z^0 . El trabajo se ha enfocado hacia el estudio de fotones procedentes del estado final, de alta energía y bien separados (*aislados*) de los leptones τ emisores.

En un primer análisis, hemos estudiado la contribución a este proceso debida a los momentos dipolares del leptón τ . Para ello, nos hemos basado en el espectro de energía del fotón aislado, especialmente a altas energías, el cual ha sido analizado de manera extensiva siguiendo dos principios:

- Identificación de los fotones, tanto en los calorímetros electromagnéticos, como mediante la reconstrucción de aquéllos convertidos en pares e^+e^- .
- Verificación de la respuesta de los calorímetros electromagnéticos a partir de la reconstrucción cinemática de sucesos $\mu^+\mu^-\gamma$.

Gracias a esto, hemos podido comparar de manera fiable el espectro de energía del fotón aislado en la muestra seleccionada respecto a la predicción del Modelo Estandar, encontrándose un buen acuerdo en todo el espectro.

Este acuerdo nos ha permitido extraer límites superiores **directos** sobre los momentos dipolares del leptón τ . En particular, para el momento magnético anómalo, en unidades del magnetón de Bohr, hemos obtenido:

$$a_\tau < 0.77 \text{ (95\% C.L.)}$$

Análogamente, el límite para el momento dipolar eléctrico es de la forma:

$$d_\tau < 4 \times 10^{-16} \text{ e cm (95\% C.L.)}$$

En un segundo análisis, hemos realizado una búsqueda del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ a través del canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$, donde H puede ser un escalar genérico, similar al bosón de Higgs predicho por el Modelo Estandar. Para ello hemos estudiado el espectro de masa invariante del par $\tau^+\tau^-$, concentrándonos en la

región de baja masa, cerca de su umbral de producción. Las características básicas del análisis han sido:

- Mejora en la selección mediante la aplicación de un corte en el ángulo de aislamiento, variable con la masa invariante del par $\tau^+\tau^-$.
- Aplicación de la reconstrucción cinemática a los sucesos $\tau^+\tau^-\gamma$, obteniendo una buena resolución en masa para todo el espectro.

Comparando el mencionado espectro de masa invariante en la muestra seleccionada respecto a la predicción del Modelo Estandar, hemos encontrado un buen acuerdo, sin evidencia de ningún exceso atribuible a un escalar del tipo del bosón de Higgs.

De este resultado negativo hemos extraído un límite superior a la fracción de desintegración del proceso $Z^0 \rightarrow H\gamma$ para el rango de masas del bosón del Higgs de 5 a 70 GeV. Este límite, suponiendo la desintegración íntegra de dicho bosón en pares $\tau^+\tau^-$, se sitúa entre los valores:

$$\boxed{BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) \times BR(H \rightarrow \tau^+\tau^-) < 2 \times 10^{-5} - 1 \times 10^{-5} \text{ (95\% C.L.)}}$$

Asumiendo las predicciones del Modelo Estandar para la desintegración del bosón de Higgs, podemos combinar el límite anterior con otros análogos procedentes de los canales $q\bar{q}\gamma$ y $b\bar{b}\gamma$, para cubrir el mismo rango de masas anterior de manera más efectiva. Este nuevo límite se encuentra entre los valores:

$$\boxed{BR(Z^0 \rightarrow H\gamma) < 3 \times 10^{-5} - 5 \times 10^{-6} \text{ (95\% C.L.)}}$$

Los resultados obtenidos revelan el pleno acuerdo entre el Modelo Estandar y los datos experimentales para el proceso $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ a energías en torno a la masa del bosón Z^0 . Estos resultados han sido presentados en las conferencias de Física de Altas Energías de Glasgow (1994) y Bruselas (1995).

Bibliografía

- [1] Arnison et al., Phys. Lett. **122 B** (1983) 103,
Bagnaia et al., Phys. Lett. **129 B** (1983) 130.
- [2] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B35** (1971) 167.
- [3] P. W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **12** (1964) 132.
- [4] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **B 22** (1961) 579.
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264.
A. Salam, Proc. of the 8th Nobel Symp., p. 367, ed. N. Svartholm et al.,
Stockholm (1968).
- [5] M. Gell-Mann, Acta Physica Austriaca, Suppl. IX (1972) 733.
- [6] F.Abe et al. (Colaboración CDF), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626.
S.Abachi et al. (Colaboración D0), Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632.
- [7] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10** (1963) 531.
- [8] M. Kobayashi and K. Maskawa, Prog. Teor. Phys. **49** (1973) 652.
- [9] New particle searches, J. F. Grivaz, EPS-HEP Bruselas 1995.
- [10] P. J. Franzini et al., Z Physics at LEP 1, Vol. 2, ed. G. Altarelli and C.
Verzegnassi, CERN 89-08 (1989).
- [11] R. L. Surguladze, Phys. Lett. **B 341** (1994) 60.
- [12] B. A. Kniehl, Phys. Rep. **240** (1994) 211.
- [13] M. Dress and K. Hikasa, Phys. Rev. **D 41** (1990) 1547.
- [14] E. Gross et al., Z. Phys. **C 63** (1994) 417.
- [15] S. Jadach, Z. Wąs, Phys. Lett. **B 219** (1989) 103.
- [16] F. A. Berends, R. Kleiss and J. Jadach, Nucl. Phys. **B 202** (1982) 63;
Comp. Phys. Comm. **29** (1983) 185.
- [17] J. Haissinski, LAL 89-50 (1989).

- [18] F. Bloch and H. Nordsieck, *Phys. rev.* **52** (1937) 54.
- [19] The theory of electrons and photons, J. M. Jauch and F. Rohrlich, Ed. Springer-Verlag, Nueva York, 1980.
- [20] J. E. Campagne and R. Zitoun, *Z. Phys. C* **43** (1989) 469.
- [21] J. Haissinski, LAL 87-19 (1987).
- [22] D. R. Yennie, S. C. Frautschi and H. Suura, *Ann. Phys.* **13** (1961) 379
- [23] F. A. Berends, W. L. van Neerven and G. J. H. Burgers, *Nucl. Phys. B* **297** (1988) 429; **B 304** (1988) 921.
- [24] E. A. Kuraev and V. S. Fadin, *Sov. J. Nucl. Phys.*, **41** (1985) 466.
- [25] *Z Physics at LEP 1*, ed. Guido Altarelli et al., CERN 89-08 (1989), Vol. 1.
- [26] *Z Physics at LEP 1*, ed. Guido Altarelli et al., CERN 89-08 (1989), Vol. 3.
- [27] S.Jadach, B.F.L.Ward and Z. Wąs, *Comput. Phys. Comm.* **66** (1991) 276.
- [28] S. Jadach and B. F. L. Ward, *Comp. Phys. Comm.* **56** (1990) 351.
- [29] M. Böhm, A. Denner and W. Hollik, *Nucl. Phys. B* **304** (1988) 687;
F.A.Berends, W.Hollik and R.Kleiss, *Nucl. Phys. B* **304** (1988) 712.
- [30] PDG. *Phys. Rev. D* **50** Part I (1994) 1173.
- [31] J. Ellis, et al., SLAC-PUB 6670 (1994).
- [32] M.A. Samuel, G. Li and R. Mendel, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 668; **69** (1992) 995 errata.
- [33] D.J. Silverman and D.L Shaw, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 1196.
G. Domokos et al., *Physical review D* **32** (1985) 247.
- [34] F. del Aguila and M. Sher, *Phys. Lett. B* **252** (1990) 116.
- [35] J.A. Grifols and A. Mendez, *Phys Lett B* **255** (1991) 611.
- [36] M. L. Perl et al., *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489.
- [37] B. C. Barish and R. Stroynowski, *Phys. rep* **157** (1988) 1.
A. Pich en "Heavy Flavours", eds A. J. Buras and M. Lindner, *Advances Series on Directions in High Energy Physics*, World Scientific (1991).
CERN-TH.6237/91

- [38] S. Gentile and M. Pohl, CERN-PPE/95-147, enviado a Physics Reports.
- [39] R. Escribano and E. Masso, Phys. Lett. **B 301** (1993) 419; Nucl. Phys. **B 429** (1994) 19.
- [40] L. F. Abbott and E. Farhi, Phys Lett. **B 101** (1981) 69; Nucl. Phys. **B 189** (1981) 547.
D. W. Düsedau and J. Wudka, preprint MIT-CTP 1389 (1981).
- [41] Possibilities for the future of LEP physics, D. Treille, CERN-EP/90-30 (1990).
- [42] P. Méry et al., Zeit. Phys. **C 46** (1990) 229.
- [43] G. L. Shaw, D. Silverman and R. Slansky, Phys. Lett. **B 94** (1980) 57;
S. J. Brodsky and S. d. Drell, Phys. rev. **D 22** (1980) 2236.
- [44] S. Kovesi-Domokos and G. Domokos, Phys. Lett. **B 103** (1981) 229.
- [45] W. J. Marciano, Proceedings of the Third Workshop on Tau Lepton Physics, Montreux, Switzerland 1994. ed. L. Rolandi, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **40** (1995)3.
- [46] G. L. Shaw and F. Daghighian, Phys. rev. **D 26** (1982) 1798.
- [47] K. Hagiwara, R. Szalapski and D. Zeppenfeld, Phys. Lett. **B 318** (1993) 155.
- [48] A. de Rújula et al., Nucl. Phys. **B 384** (1992) 3.
- [49] High-Luminosity options for LEP, CERN 91-02 (1991).
- [50] SL division annual report 1993, documento WWW:
http://www.cern.ch/CERN/Divisions/SL/publications/sl_ann93.html
- [51] The design, construction and commissioning of the CERN Large Electron-Positron collider, S. Myers and E. Picasso, Contemporary Physics, **31** (1990) 387.
- [52] Design study of a 22m to 130 GEV e^+e^- colliding beam machine (LEP), The LEP study group, CERN/ISR-LEP/79-33 (1979).
Proceedings of the LEP summer study (Les Houches), CERN 79-01 (1979), Vol. 1 y 2.
- [53] LEP Physics, J.E. Augustin, CERN-PPE/93-83, (1993).
- [54] The LEP 200 programme, D. Treille, CERN-PPE/93-54 (1993).
- [55] The DELPHI detector at LEP, DELPHI collaboration, NIM **A 303** (1991) 223.

- [56] Performance of the DELPHI detector, DELPHI collaboration, Contribucion a la Conferencia EPS-HEP 95, ref. eps0764 (Bruselas).
- [57] The DELPHI Microvertex Detector, N. Bingeors et al., CERN-PPE 92-173 (1992).
- [58] An introduction to FASTBUS, D. Burekhart, CERN DD/84/8, Julio 1984.
- [59] Architecture and Performance of the DELPHI Trigger System, J.A. Valls et al., Nota DELPHI 92-162 DAS 135.
- [60] The DELPHI Third Level Trigger, Ph. Charpentier et al., nota DELPHI en preparación.
- [61] The forth Level Trigger of DELPHI, Ph. Gavillet et al., nota DELPHI 93-29 DAS 141.
- [62] PHYTIA modules A/B user guide; PHYTIA module C user guide; PYTHIA Receiver user guide, V. Perrera, Publicación interna RAI (1989).
- [63] ZEUS: The Trigger Supervisor Control Box. Writeup and User Manual, L. Cerrito, Nota DELPHI 90-12 DAS 102.
- [64] PANDORA: The DELPHI Local Trigger Supervisor Control Box. User Manual, S. Cairanti et al., Nota DELPHI 89-12 DAS 92.
- [65] The Online Software for the First and Second Level Trigger of DELPHI, J. Fuster et al., Nota DELPHI 91-112 DAS 115.
- [66] ZEBRA user guide, R. Brun and J. Zoll, CERN program library, Long Writeup Q100 (1987).
- [67] KAPAK - Random access I/O using keywords, R. Matthews, CERN program library, Long Writeup Z303 (1985).
- [68] CARGO Database Management Package, Y. Belokopytov, V. Perovozchikov, Nota DELPHI 93-5 PROG 195.
- [69] TANAGRA, Track Analysis and Graphics Package, D. Bertrand, L. Pape, Nota DELPHI 87-95 PROG 98.
- [70] DELPHI Data Analysis Program (DELANA) User's Guide, Colaboración DELPHI, Nota DELPHI 89-44 PROG 137.
- [71] DELANA Tags for 1991 Data, J. Wickens, Nota DELPHI 91-20 PHYS 91 PROG 160.

- [72] Description of the DELPHI DST Content, Y. Sacquin, Nota DELPHI 94-161 PROG 210.
- [73] PHDST Package Description V.3. VZD - Viewer of Zebra Data for DELPHI User's Manual, V. Perevozchikov, N. Smirnov, Nota DELPHI 92-118 PROG 189.
- [74] Event Viewing Software, Inst. Procedure and User's Manual (V.1.0, Jan. 1989), P. Abreu et al., Nota DELPHI 89-06 PROG 126.
- [75] DELGRA, DELPHI Graphics for Interactive Event Viewing. User Manual pre-release numer 0.91, D. Bertrand et al. (1995).
- [76] DELSIM 3.1, DELPHI Event Generation and Detector Simulation - Reference manual, Simulation Working Group (P. O. Hulth), Nota DELPHI 87-97 PROG 100.
- [77] Current issues in τ -lepton physics. M. Davier. LAL 92-74, Diciembre 1992
- [78] Study of the charged and neutral current of the τ lepton with the ρ decay channel. W. Bonivento. Nota DELPHI 93-91, PHYS 318.
- [79] PXPHOT user's guide, M. Feindt, O. Podobrin, Nota DELPHI en preparación.
- [80] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Comm. **39** (1986) 347;
T. Sjöstrand and M. Bengtsson, Comput. Phys. Comm. **43** (1987) 367.
- [81] FEMC energy resolution form π^0 reconstruction. P. Checchia y L. Ventura. Nota interna DELPHI. DELPHI 92-7 PHYS 156
- [82] G.L. Shaw, D. Silverman and R. Slansky, Phys. Lett. **B 94** (1980) 57.
- [83] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration) Zeit. Phys. **C 53** (1992) 555.
J.L. Contreras, A. De Min, DELPHI note, 94-119 (1994).
- [84] M.Z. Akrawy et al. (OPAL Collaboration) Phys. Lett. **B 246** (1990) 285
D. Decamp et al. (ALEPH Collaboration) Phys. Lett. **B 264** (1991) 476
O. Adriani et al. (L3 Collaboration) Phys. Lett. **B 292** (1992) 472
OPAL PN-140 July 14 1994.
- [85] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration) Zeit. Phys. **C 65** (1995) 555.
- [86] JADE Collab., W. Bartel et al., Zeit. Phys. **C 33** (1986) 23. Phys. Lett. **B 318** (1993) 155-162

